

Г. Б. БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ • АНТЕННЫ

Г. Б. БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ

АНТЕННЫ

ОБЩЕСТВО «НАУКА» 1962

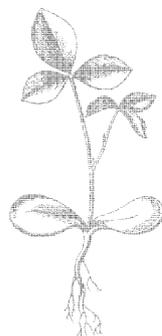
Г. Б. БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ

АНТЕННЫ

(Издание 2-е, переработанное и дополненное)

*Допущено Министерством
высшего и среднего специального образования СССР
в качестве учебного пособия
для радиотехнических специальностей техникумов*

ГОСУДАРСТВЕННОЕ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ОБОРОНГИЗ
Москва 1962



Scan AAW

Во втором издании книги, значительно переработанном и дополненном, учтены последние достижения в области антенной техники. В ней рассматриваются теория длинных линий, электромагнитные волны и распространение радиоволн, антенно-фидерные устройства различных диапазонов волн и техника антенных измерений. Наиболее подробно излагаются вопросы теории и конструкции антенн ультракоротких волн, применяемых в радиолокации, радиосвязи и телевидении.

Книга является учебником для техникумов по курсу «Антенны», вместе с тем она будет полезна для студентов вузов, инженеров и техников промышленности.

Рецензент Предметная комиссия Московского радиотехнического техникума

Редактор инж. Г. В. Самойлов

Зав. редакцией инж. Г. И. Штейнберг

ПРЕДИСЛОВИЕ

В последние годы антенная техника достигла высокого уровня развития. Наглядным примером достижений в этой области является антенная аппаратура, разработанная советскими учеными и использованная при освоении космического пространства.

Наряду с усовершенствованием ранее известных антенно-фидерных устройств созданы принципиально новые типы антенн и фидеров. Значительно повысилась роль теории антенн в радиотехнике. На основе этой теории совершенствуются не только антенные устройства, но и радиопередающая, радиоприемная, радиолокационная, радионавигационная и радиоизмерительная техника.

Соответственно изменилось значение курса «Антенны» в общем комплексе радиотехнических дисциплин, преподаваемых в вузах и техникумах. До практического освоения диапазона ультракоротких волн от окончивших радиотехникумы обычно требовались элементарные знания по курсу «Антенны». В настоящее время радиотехник, занимающийся монтажом, настройкой и регулированием антенн и высокочастотных блоков радиостанций, должен знать антенно-фидерные устройства не менее глубоко, чем любую другую радиотехническую аппаратуру.

Второе издание книги значительно переработано и дополнено по сравнению с первым. Книга охватывает большую часть курса «Основы радиотехники и антенны». В ней более детально рассматриваются режимы работы длинных линий. Вопросы распространения радиоволн изложены подробнее и выделены в специальную главу. В книгу включен новый материал о применении ферритов в антенно-фидерных устройствах; о коаксиальных и тороидальных резонаторах; замедляющих структурах; об антеннах поверхностных волн; антеннах, применяемых в телевидении и в радиорелейных линиях связи; о судовых и наземных радиолокационных антеннах; самолетных связных антеннах; различных ли-

ниях передачи сантиметровых и миллиметровых волн; измерениях поляризационных и фазовых характеристик антенны. Значительно переработана гл. IX «Антенны ультракоротких волн» с целью подготовки читателя к расчету ультракоротковолновых антенн.

Автор приносит благодарность инженерам Н. И. Бабкину, В. К. Жданову, М. Н. Калантарову, М. И. Тележке, М. Д. Факторовичу и В. И. Федотову, сделавшим при рецензировании рукописи книги ряд ценных замечаний, которые позволили устранить неточности и улучшить изложение материала.

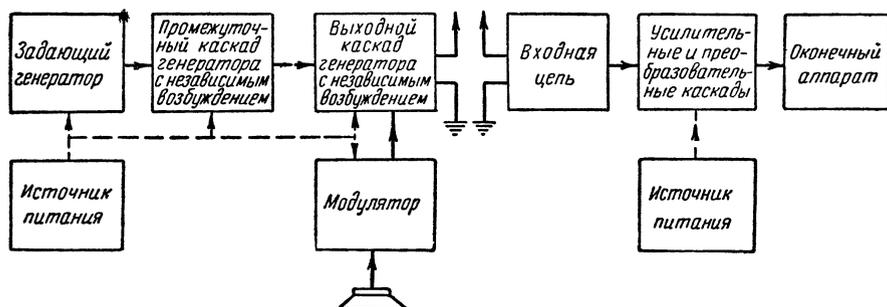
Пользуясь случаем, автор также выражает признательность канд. техн. наук А. И. Иванову-Цыганову и инженеру Г. В. Самойлову, взявшим на себя труд по редактированию книги.

Глава I

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

§ 1. НАЗНАЧЕНИЕ ПЕРЕДАЮЩЕЙ И ПРИЕМНОЙ АНТЕНН

Антенна является необходимым элементом любого радиопередающего и радиоприемного устройства. Для того чтобы определить роль антенны в этих устройствах, обратимся к блок-схеме радиосвязи, изображенной на фиг. 1. 1.



Фиг. 1. 1. Блок-схема радиосвязи.

Задающий генератор, являющийся обычно генератором с самовозбуждением, создает незатухающие колебания высокой частоты, которые последовательно усиливаются по мощности в каскадах передатчика, называемых генераторами с независимым возбуждением. Модулирующий сигнал (речь, музыка, изображение и др.) после усиления в модуляторе воздействует на высокочастотный генератор. В результате в нагрузке выходного каскада генератора — антенне — возникает модулированный ток, т. е. ток высокой частоты, один из параметров которого (амплитуда, частота или фаза) изменяется тождественно изменению модулирующего сигнала. Передающая антенна под воздействием модулированного высокочастотного тока возбуждает в окружающем пространстве электромагнитные волны. Следовательно, роль передающей антенны заключается в преобразовании модулированного тока высокой частоты в электромагнитные волны.

Эти волны, достигнув приемной антенны, вызывают в ней э. д. с., которая во входной цепи приемника вызывает ток, соответствующий по характеру току в передающей антенне. В дальнейшем модулированный ток усиливается и преобразуется в остальных каскадах приемника, в результате чего оконечным аппаратом (телефоном, громкоговорителем, электронно-лучевой трубкой и др.) воспроизводится модулирующий сигнал. Следовательно, роль приемной антенны заключается в преобразовании электромагнитных волн в ток высокой частоты.

Процесс преобразования энергии, происходящий в антенне, сопровождается потерями, которые выражаются не только в понижении к. п. д. антенны, но и в рассеянии энергии электромагнитных волн за пределами линии радиосвязи. В связи с этим передающая и приемная антенны при определенных направлениях радиосвязи должны соответственно излучать и принимать электромагнитные волны преимущественно в этих направлениях.

Теперь можно более полно сформулировать назначение антенны.

Передающей антенной называется устройство, предназначенное для преобразования энергии модулированного тока высокой частоты в энергию электромагнитных волн, излучаемых в заданных направлениях.

Приемной антенной называется устройство, предназначенное для преобразования энергии электромагнитных волн, приходящих с заданных направлений, в энергию тока высокой частоты.

Характер процессов, происходящих в передающей и приемной антеннах, определяет обратимость их использования. Здесь можно провести аналогию с динамомашинной и электрическим двигателем: динамомашина преобразует механическую энергию в электрическую, а электрический двигатель — электрическую энергию в механическую, в связи с чем динамомашина и электрический двигатель обратимы.

Обратимость антенн находит выражение не только в принципиальной возможности использования одной и той же антенны в качестве передающей или приемной, но и в том, что основные параметры антенны сохраняются неизменными при использовании ее как для передачи, так и для приема.

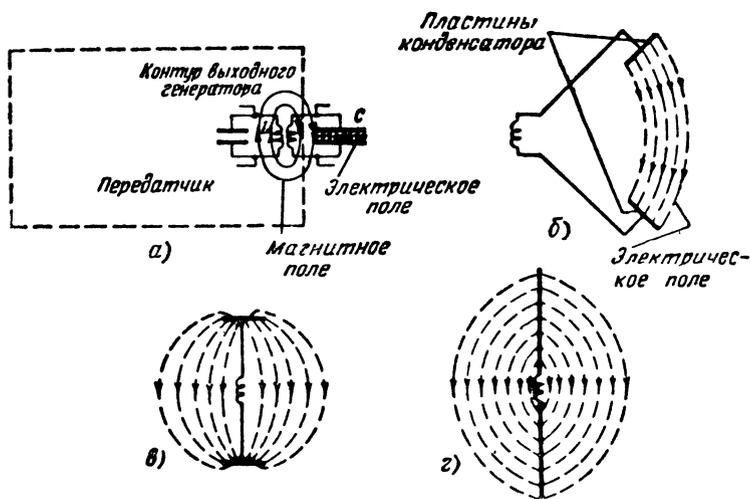
Этот принцип имеет большое практическое значение. Так, например, все радиолокационные станции, работающие по импульсному методу, самолетные и другие передвижные радиостанции, предназначенные для связи, имеют общую антенну для передачи и приема.

§ 2. АНТЕННА КАК ОТКРЫТЫЙ КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ КОНТУР

Представим себе, что выходной генератор передатчика индуктивно связан с замкнутым колебательным контуром LC (фиг. 1.2, а). В этом контуре электрическое поле сосредоточено в небольшом зазоре между обкладками конденсатора, а магнитное

поле охватывает небольшое пространство вокруг контурной катушки.

Как известно, электромагнитные волны представляют собой совокупность электрического и магнитного полей, распространяющихся в пространстве со скоростью света. В электромагнитной волне электрическое и магнитное поля не разделены пространственно. Поэтому в данном случае, когда поля сконцентрированы раздельно (электрическое — в конденсаторе, а магнитное — в катушке самоиндукции), получение (излучение) электромагнитных волн невозможно.



Фиг. 1.2. Схема перехода от замкнутого колебательного контура к антенне.

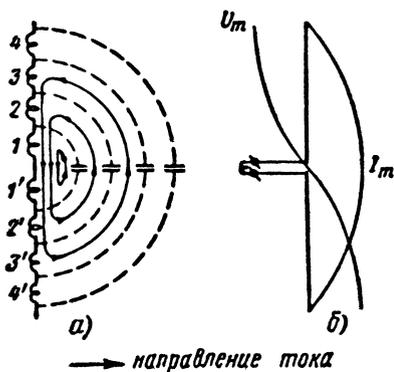
Условия излучения выполняются в открытом колебательном контуре, к которому можно перейти от замкнутого колебательного контура, раздвигая пластины конденсатора и одновременно увеличивая их размеры (для сохранения неизменной собственной частоты контура). Это показано на фиг. 1.2, б и в. Переход от фиг. 1.2, в к фиг. 1.2, г совершается поворотом пластин из горизонтального положения в вертикальное.

Антенна, полученная в результате такого схематично описанного перехода от замкнутого колебательного контура к открытому, отличается геометрической симметрией и потому называется *симметричным вибратором*.

Каждый элементарный участок вибратора $1-1'$, $2-2'$, $3-3'$... обладает некоторой индуктивностью и емкостью (фиг. 1.3, а). Под влиянием переменного напряжения, приложенного к выходным клеммам передатчика, в этих индуктивностях и емкостях возникает ток, направление которого показано на фиг. 1.3, а стрелками. Ток, возникающий в любом элементарном участке антенны, проходит через зажимы генератора, а поэтому амплитуда тока I_m

увеличивается от нуля до максимума в направлении от концов вибратора к его середине.

Элементарные индуктивности $\dots 4, 3, 2, 1, 1', 2', 3', 4' \dots$ соединяются между собой последовательно. Значит, общая индуктивность и общее индуктивное сопротивление имеют наибольшую величину между концами провода и равны нулю в его середине. Соответственно амплитуда напряжения U_m уменьшается от максимума до нуля при движении от концов вибратора к его средней точке. Кривые распределения напряжения и тока в симметричном вибраторе показаны на фиг. 1.3, б. Для симметричного вибратора характерно, что на обоих его зажимах напряжения относительно земли равны по величине и противоположны по знаку.

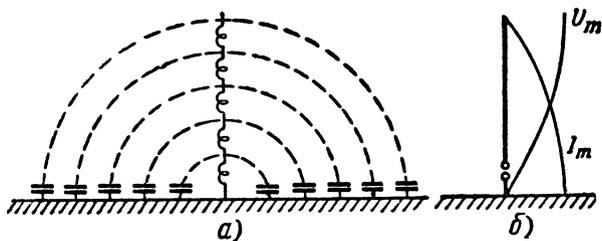


Фиг. 1.3. Распределение тока и напряжения в симметричном вибраторе.

заменяет второй провод симметричного вибратора. Такая замена возможна благодаря сравнительно хорошей проводимости земли.

В несимметричном вибраторе, как и в симметричном, емкости элементарных участков соединяются между собой параллельно,

На практике широко применяются несимметричные вибраторы (фиг. 1.4), в которых земля заменяет



Фиг. 1.4. Распределение тока и напряжения в несимметричном вибраторе.

а индуктивности этих участков — последовательно (фиг. 1.4, а). Поэтому в несимметричной антенне на открытом конце ток равен нулю при максимальном напряжении, а на заземленном конце напряжение равно нулю при максимальном токе (фиг. 1.4, б).

§ 3. КАЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕДАЮЩИХ АНТЕНН

Рассмотрим основные характеристики, определяющие качество передающих антенн. В первую очередь обратимся к электрическим параметрам, которые характеризуют передающие антенны с точки

зрения эффективности преобразования энергии высокочастотного тока в энергию электромагнитных волн, а затем перейдем к эксплуатационным показателям.

Электрические характеристики передающих антенн

1. Излучаемая мощность P_{Σ} — мощность электромагнитных волн, излучаемых антенной в свободное пространство.

Это активная мощность, так как она рассеивается в пространстве, окружающем антенну. Следовательно, излучаемую мощность можно выразить через активное сопротивление, называемое *сопротивлением излучения*, следующим соотношением:

$$R_{\Sigma} = \frac{P_{\Sigma}}{I_e^2},$$

где I_e — действующее значение тока в антенне.

Сопротивление излучения, являясь активным, не вызывает преобразования электрической энергии в тепловую. Оно характеризует способность антенны к излучению электромагнитной энергии при данном токе, возбуждаемом в антенне. Количественно сопротивление излучения определяется как активное сопротивление, на котором выделяется мощность, численно равная излучаемой мощности, если ток в этом сопротивлении равен току в антенне.

Из этого определения следует, что сопротивление излучения в большей степени характеризует качество антенны, чем излучаемая ею мощность, так как последняя зависит не только от свойств антенны, но и от тока, создаваемого в ней.

2. Мощность потерь P_{Π} — мощность, бесполезно теряемая передатчиком во время прохождения тока по проводам антенны, в земле и в предметах, расположенных вблизи антенны.

Эта мощность также является активной и может быть выражена через активное сопротивление, называемое сопротивлением потерь:

$$R_{\Pi} = \frac{P_{\Pi}}{I_e^2}.$$

Сопротивление потерь характеризует величину мощности, которая теряется в процессе преобразования энергии в антенне, когда ток в ней имеет вполне определенную величину.

3. Мощность в антенне P_a — мощность, подводимая к антенне от передатчика. Эту мощность можно представить в виде суммы излучаемой мощности и мощности потерь, т. е.

$$P_a = P_{\Sigma} + P_{\Pi} = I_e^2(R_{\Sigma} + R_{\Pi}).$$

Мощности в антенне соответствует активное сопротивление

$$R_a = \frac{P_a}{I_e^2} = R_{\Sigma} + R_{\Pi}.$$

Сопротивления R_a , R_{Σ} , R_{Π} являются основными параметрами антенны.

Следует заметить, что так как ток на различных участках антенны неодинаков, то величины этих параметров зависят от того, к какому сечению антенны они отнесены. Обычно сопротивление R_{Σ} , R_{Π} и R_a относят к максимальной амплитуде тока антенны или к току в основании антенны (на зажимах генератора).

4. К. п. д. антенны η_a — отношение излучаемой мощности к мощности, подводимой к антенне:

$$\eta = \frac{P_{\Sigma}}{P_a} = \frac{I_e^2 R_{\Sigma}}{I_e^2 R_a} = \frac{R_{\Sigma}}{R_{\Sigma} + R_{\Pi}}.$$

Из этой формулы видно, что для увеличения к. п. д. антенны необходимо увеличивать сопротивление излучения и уменьшать сопротивление потерь.

5. Входное сопротивление антенны — сопротивление на входных зажимах антенны.

В общем случае антенна, как всякий колебательный контур, представляет собой комплексную нагрузку для генератора, т. е. ее входное сопротивление имеет реактивную $X_{вх}$ и активную $R_{вх}$ составляющие. В целях увеличения эффективности антенны ее настраивают в резонанс с частотой колебаний генератора. При резонансе $X_{вх} = 0$, и антенна, следовательно, представляет для генератора чисто активную нагрузку.

6. Направленность антенны — способность антенны излучать электромагнитные волны в заданных направлениях.

Это свойство антенны характеризуется плотностью потока излучаемой антенной мощности, т. е. мощностью электромагнитных волн, проходящих через единичную площадку, расположенную перпендикулярно направлению распространения волны. В разных направлениях плотность потока мощности направленной антенны имеет различную величину.

О направленных свойствах антенны судят по форме ее диаграммы направленности и ряду численных показателей, например ширине диаграммы направленности, коэффициентам направленного действия и усиления антенны.

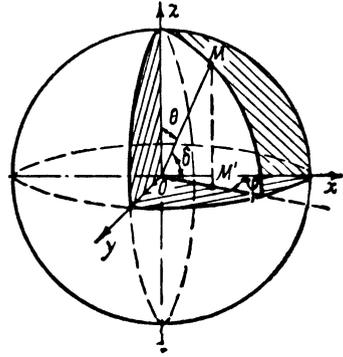
Ознакомимся с этими характеристиками направленности антенны.

Диаграммой направленности антенны называется диаграмма, на которой графически представлена величина плотности потока излучаемой мощности в разных направлениях. Очевидно, что при снятии диаграммы направленности плотность потока мощности должна измеряться на одинаковом расстоянии от антенны.

Если мысленно поместить антенну в центре сферы определенного радиуса, то для получения пространственной (объемной) диаграммы направленности следует в разных точках сферы измерить плотность потока мощности, излучаемой антенной.

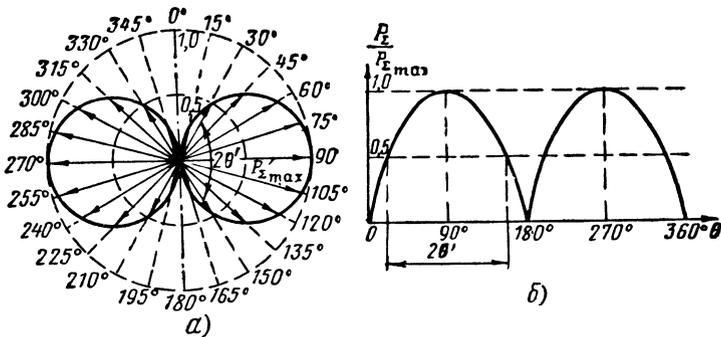
Положение любой точки M на сфере полностью характеризуется тремя координатами (фиг. 1.5):

- радиусом сферы (наклонной дальностью) $OM=r$;
- азимутальным углом φ между проекцией радиуса OM на горизонтальную плоскость (OM') и условной линией отсчета азимута Ox ;
- углом места δ между радиусом OM и его проекцией на горизонтальную плоскость. В ряде случаев вместо угла места δ удобнее пользоваться дополнительным углом θ между радиусом OM и осью Oz . Этот угол называется *зенитным*.



Фиг. 1.5. Пространственные координаты точки M .

Для снятия пространственной диаграммы направленности требуется изменять как угол азимута φ , так и зенитный угол θ . В целях упрощения обычно ограничиваются диаграммами направленности в двух плоскостях: горизонтальной и вертикальной. При снятии диаграммы направленности в горизонтальной плоскости изменяется угол азимута φ при постоянном зенитном угле $\theta=90^\circ$, а при снятии диаграммы направленности в вертикальной плоскости остается неизменным угол φ , а переменным является угол θ .

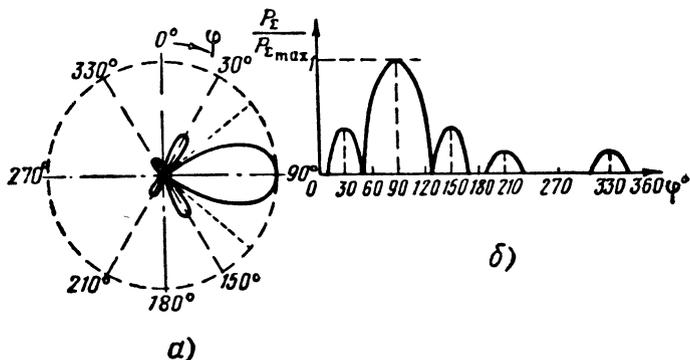


Фиг. 1.6. Диаграммы направленности антенны.

a —в полярной системе координат, b —в прямоугольной системе координат.

Диаграммы направленности строят в полярной или прямоугольной системе координат (фиг. 1.6). В полярной системе координат диаграммы выполняются следующим образом: под углом к исходному направлению (например, $\theta=0, 15, 30, 45^\circ, \dots$) откладывают радиус-вектор, длина которого пропорциональна плотности потока излучаемой мощности в направлении данного радиуса, а затем концы этих радиусов-векторов соединяют плавной линией. В прямоугольной системе координат по оси абсцисс откладывается

угол, характеризующий направление в соответствующей плоскости, а по оси ординат — излучаемая мощность. Диаграммы направленности, выполненные в полярных координатах, отличаются большой наглядностью, поскольку они дают возможность представить, как изменяется интенсивность поля в пространстве. Диаграммы направленности в прямоугольной системе координат могут иметь любой масштаб по обеим осям, благодаря чему они отличаются большой четкостью, даже в области малой интенсивности электромагнитного поля.



Фиг. 1. 7. Многолепестковая диаграмма направленности.

a—в полярной системе координат, *б*—в прямоугольной системе координат.

Диаграмма направленности антенны часто бывает многолепестковой (фиг. 1. 7). Одним из требований, предъявляемых к такой антенне, является предельное ослабление боковых лепестков в ее диаграмме направленности. Если это требование не выполняется, то часть излучаемой мощности рассеивается бесполезно в боковых направлениях.

Для радиолокационных антенн наличие боковых лепестков, кроме того, связано с возможностью ошибочного определения угловых координат объекта.

Когда речь идет о направленных свойствах антенны, то обычно интересуются не абсолютной величиной плотности потока излучаемой мощности, а характером ее распределения в различных направлениях. Поэтому на практике широко пользуются *нормированными диаграммами направленности*, в которых величины, характеризующие мощность излучения P_{Σ} , выражены относительно максимальной величины этой мощности $P_{\Sigma \max}$, т. е. отношением $P_{\Sigma}/P_{\Sigma \max}$ (см. фиг. 1. 6, б).

Пользование диаграммой направленности значительно упрощается применением логарифмической шкалы измерения уровней излучения. По этой шкале единицами измерения служат непер и децибел. Непер (*неп*) является единицей, которой выражается натуральный логарифм отношения любых однородных ве-

личин, а децибел (дб) равен десятой доле бела (б), который является единицей десятичного логарифма отношения мощностей:

$$N = \ln \frac{P_2}{P_1} \text{ nep}; \quad N = \lg \frac{P_2}{P_1} \text{ б};$$

$$N = 10 \lg \frac{P_2}{P_1} \text{ дб}.$$

Так как мощность пропорциональна квадрату напряжения, тока или напряженности поля, то при измерении относительных величин напряженностей поля

$$N = \ln \frac{E_2}{E_1} \text{ nep}; \quad N = \lg \frac{E_2^2}{E_1^2} = 2 \lg \frac{E_2}{E_1} \text{ б};$$

$$N = 20 \lg \frac{E_2}{E_1} \text{ дб}.$$

Имея в виду, что натуральный логарифм любого числа в 2,3 раза больше десятичного логарифма того же числа, можно записать

$$2,3 \lg \frac{E_2}{E_1} \text{ nep} = 20 \lg \frac{E_2}{E_1} \text{ дб}.$$

Следовательно,

$$1 \text{ nep} = 8,686 \text{ дб}.$$

В табл. 1.1 приведены соотношения между уровнем N , выраженным в дб, и отношениями мощностей $P_{\Sigma \text{ max}}/P_{\Sigma}$ и напряженностей поля E_{max}/E .

Таблица 1.1

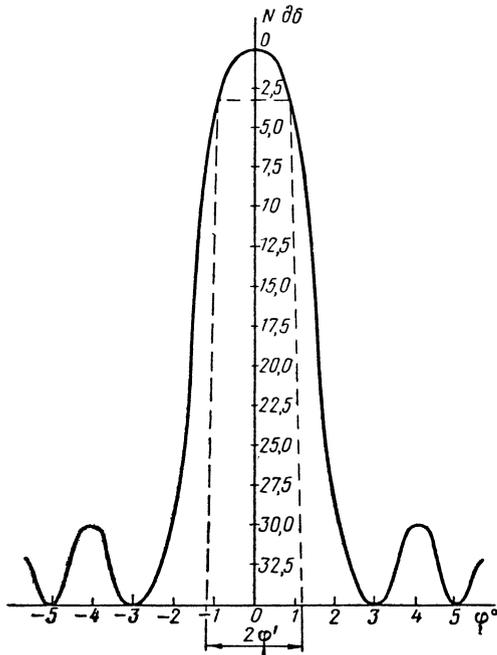
Соотношения между мощностью, напряжением и уровнем

$\frac{P_{\Sigma \text{ max}}}{P_{\Sigma}}$	1	1,26	1,58	2	4	10	100	1000	10 000	1 000 000
$\frac{E_{\text{max}}}{E}$	1	1,12	1,26	1,41	2	3,16	10	31,6	100	1000
$N \text{ дб}$	0	1	2	3	6	10	20	30	40	60

Согласно диаграмме направленности, приведенной на фиг. 1.8, первый боковой лепесток имеет уровень на 30 дб ниже, чем главный лепесток. Это значит, что в направлении максимума первого бокового лепестка напряженность поля в 31,6 раза, а плотность потока излучаемой мощности в 1000 раз меньше, чем в направлении главного лепестка.

Шириной диаграммы направленности антенны называется угол, в пределах которого мощность потока излучаемой мощности менее ее максимального значения не более чем в 2 раза (3 дБ). Например, ширина диаграммы направленности, приведенной на фиг. 1.6, $2\theta' = 120^\circ$, а на фиг. 1.8 $2\varphi' = 2,5^\circ$.

Иногда отсчет ширины диаграммы направленности антенны производится на другом уровне, например, на нулевом или на уровне 0,1 от максимума.



Фиг. 1.8. Диаграмма направленности антенны в логарифмическом масштабе по оси ординат.

ном направлении, к плотности потока мощности, которая излучалась бы абсолютно ненаправленной антенной в любом направлении при условии равенства общей излучаемой мощности в обеих антеннах. Наибольший интерес представляет коэффициент направленного действия D в направлении максимального излучения антенны, т. е.

$$D = \frac{P_{\Sigma \text{ max}}}{P_{\Sigma \text{ ср}}}.$$

Этот коэффициент впервые введен А. А. Пистолькорсом в 1929 г.

Коэффициентом усиления антенны G называется произведение коэффициента направленного действия антенны D на ее к. п. д. η_a , т. е.

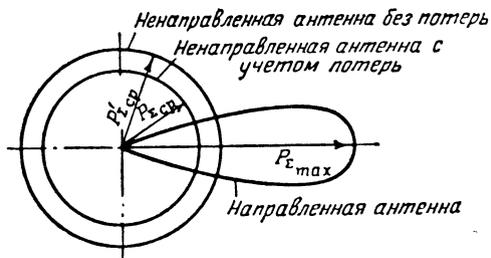
$$G = D\eta_a.$$

Очень широко применяются диаграммы направленности, снятые по напряженности электрического или магнитного полей. Так как мощность электромагнитной волны, как показано ниже, пропорциональна квадрату напряженности поля, то угол, определяющий ширину диаграммы направленности по напряженности, будет соответствовать $\frac{1}{\sqrt{2}} = 0,707$ напряженности поля в направлении максимального излучения.

Коэффициентом направленного действия D называется отношение плотности потока мощности, излучаемой данной антенной в определен-

Этот коэффициент дает более полную характеристику антенны: он учитывает, с одной стороны, концентрацию энергии в определенном направлении благодаря направленным свойствам антенны, а с другой, — уменьшение излучения вследствие потерь мощности в антенне.

Коэффициенты направленного действия и усиления антенны могут быть измерены в неперах и децибелах. Для выяснения физического смысла коэффициента усиления антенны рассмотрим диаграмму направленности, приведенную на фиг. 1.9. Если бы общая излучаемая мощность этой антенны была равномерно рас-



Фиг. 1.9. К определению коэффициентов направленного действия и усиления антенны.

пределена по всем направлениям, то в том направлении, в котором антенна создавала максимальное излучение, плотность потока мощности уменьшилась бы от $P_{\Sigma \text{ max}}$ до $P_{\Sigma \text{ ср}}$. Когда же такая ненаправленная антенна стала бы идеальной, т. е. в ней не было бы потерь (к. п. д. $\eta_a = 1$), плотность потока излучаемой мощности уменьшилась бы менее значительно, т. е. до величины $P'_{\Sigma \text{ ср}}$.

В антенне, не имеющей потерь, излучаемая мощность равна подводимой. Следовательно, мощность $P'_{\Sigma \text{ ср}}$ реальной антенны является подводимой мощностью; ее к. п. д.

$$\eta_a = \frac{P_{\Sigma \text{ ср}}}{P'_{\Sigma \text{ ср}}},$$

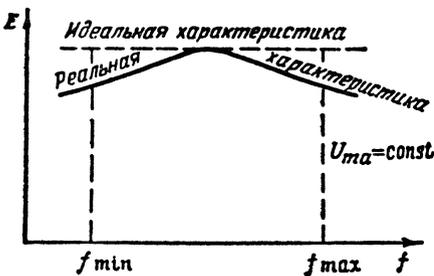
а коэффициент усиления

$$G = D\eta_a = \frac{P_{\Sigma \text{ max}}}{P_{\Sigma \text{ ср}}} \frac{P_{\Sigma \text{ ср}}}{P'_{\Sigma \text{ ср}}} = \frac{P_{\Sigma \text{ max}}}{P'_{\Sigma \text{ ср}}}.$$

Таким образом, коэффициент направленного действия данной антенны определяется на основе сравнения ее с ненаправленной антенной, имеющей такие же потери, как и направленная антенна, т. е. отношением $\frac{P_{\Sigma \text{ max}}}{P_{\Sigma \text{ ср}}}$, а коэффициент усиления — на основе сравнения с ненаправленной и не имеющей потерь антенной, т. е. отношением $\frac{P_{\Sigma \text{ max}}}{P'_{\Sigma \text{ ср}}}$.

Следует заметить, что не существует совершенно ненаправленных антенн. Поэтому на практике коэффициент усиления антенны определяют иногда путем сравнения ее с реальной направленной антенной, например, с симметричным полуволновым вибратором.

Преимущественное излучение антенн в заданном направлении эквивалентно увеличению мощности передатчика. Следовательно, направленность передающей антенны весьма желательна, а в ряде случаев совершенно необходима (например, в большинстве радиолокационных устройств). Исключения составляют антенны радиостанций, предназначенных для обслуживания определенного района, в центре которого находится станция. Такие антенны не должны обладать направленностью в горизонтальной плоскости.



Фиг. 1. 10. Частотная характеристика.

7. Частотная характеристика антенны представляет собой зависимость амплитуды напряженности электрического поля E в направлении главного максимума диаграммы направленности антенны от частоты поля f при постоянной амплитуде напряжения $U_m a$ на входных клеммах антенны (фиг. 1. 10).

Для воспроизведения передаваемого сигнала без искажения частотная характеристика должна быть прямолинейной и параллельной оси абсцисс в пределах спектра частот модулированного тока $f_{min} \div f_{max}$.

Реальная частотная характеристика антенны отличается от прямолинейной, поскольку антенна в общем случае имеет комплексное входное сопротивление и ток в ней зависит от частоты подводимого напряжения. Другая причина частотных искажений антенны заключается в том, что ее диаграмма направленности может изменяться с частотой даже при постоянной амплитуде тока в антенне.

Желательно, чтобы антенна имела постоянные параметры и, в частности, ее диаграмма направленности не зависела от частоты. Это требование особенно существенно при широком спектре частот модулированного тока и использовании одной и той же антенны в широком диапазоне частот.

8. Максимальное напряжение в антенне — наибольшее напряжение на вибраторе при возбуждении его модулированным током с заданным коэффициентом модуляции.

Если это напряжение превышает допустимую величину, то электрическое поле возле антенны вызывает ионизацию воздуха и электрический разряд. Этот разряд имеет форму короны в виде свечения вокруг провода или форму факела. Газовый разряд, происходящий при перенапряжениях в антенне, связан с непре-

рывной затратой энергии на ионизацию и рекомбинацию (восстановление) молекул воздуха. В результате газового разряда:

— увеличиваются потери электромагнитной энергии и уменьшается к. п. д. антенны;

— возникает опасность разрушения антенны вследствие перегорания проводов и пробоя изоляторов;

— увеличиваются искажения передаваемого сигнала в связи с появлением дополнительных токов, вызванных электрическим разрядом в воздухе.

Эксплуатационные характеристики передающих антенн

К передающей антенне предъявляются следующие эксплуатационные требования.

1. Высокая механическая прочность и надежность в эксплуатации имеют очень важное значение для самолетных антенн, которые, как и все авиационные приборы, работают в условиях больших изменений температуры, влажности и низкого атмосферного давления, сильных механических вибраций, особенно при посадке и взлете самолета.

2. Минимальные габариты и вес. Этот показатель, как и предыдущий, весьма важен для антенн самолетных и передвижных наземных радиостанций.

3. Простота и эффективность согласования элементов антенной системы. Выполнение данного требования необходимо для быстрой настройки антенного устройства и уменьшения бесполезной потери энергии.

4. Минимальная стоимость изготовления и установки антенного устройства.

5. Безопасность эксплуатации, особенно для мощных радиостанций, в антеннах которых возбуждаются токи мощностью до нескольких сотен киловатт.

6. Минимальное время, необходимое для развертывания антенны. Это требование в первую очередь относится к антенным устройствам наземных передвижных радиостанций, которые обычно монтируются на автомашинах.

Качественные показатели антенны, вытекающие из перечисленных требований, связаны между собой. Так, например, увеличение сопротивления излучения способствует не только увеличению к. п. д. антенны, но и улучшению ее частотной характеристики, так как с увеличением сопротивления излучения увеличивается затухание, вносимое в антенный контур, и притупляется его резонансная кривая. Нередко требования к качественным показателям антенны противоречат друг другу. Например, требование уменьшения размеров антенны влечет за собой ослабление ее направленного действия и понижение к. п. д. Противоречия между требованиями, предъявляемыми к антенне, обычно устраняются на базе компромиссных решений.

В зависимости от назначения антенны к ней могут предъявляться дополнительные требования.

§ 4. КАЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЕМНЫХ АНТЕНН

Качественные характеристики для приемных антенн в основном те же, что и для передающих, но некоторые из них формулируются иначе. Рассмотрим основные характеристики применительно к приемным антеннам.

Коэффициент направленного действия приемной антенны D есть отношение мощности, подводимой к приемнику от направленной антенны, ориентированной в направлении проходящего сигнала, к мощности, подводимой к приемнику от абсолютно ненаправленной антенны, при условии что напряженность поля в месте расположения обеих антенн одинакова.

Коэффициент усиления приемной антенны G — отношение мощности, подводимой к приемнику от данной антенны, к мощности, подводимой к нему от ненаправленного или полуволнового вибратора без потерь, при условии что обе антенны ориентированы в направлении проходящего сигнала и находятся в поле одинаковой напряженности.

Одним из основных качественных показателей приемной антенны является ее способность выделять принимаемый сигнал на уровне, максимально превышающем уровень помех.

Помехи радиоприему создаются атмосферными разрядами, промышленными источниками и внутренними шумами, возникающими в приемном устройстве.

Для качественного приема сигнала необходимо определенное превышение принимаемого сигнала над помехой. Например, радиовещательная программа принимается удовлетворительно, если отношение

$\frac{\text{сигнал}}{\text{помеха}}$ больше 7, а для очень хорошего приема радиовещательных программ это отношение должно быть более 100. Если мощности принимаемого сигнала и внешних помех значительно превышают мощность внутренних шумов приемника, то работа приемной антенны характеризуется э. д. с., возбуждаемой в антенне. С этой точки зрения качество антенны можно характеризовать ее *действующей высотой* h_d , которая определяется отношением э. д. с. (E_a), возбуждаемой в антенне, к составляющей напряженности электрического поля (E), параллельной проводу антенны, т. е. $h_d = E_a/E$.

Действующая высота характеризует и передающую антенну, но этот параметр играет большую роль в теории приемных антенн, чем передающих.

Если мощность принимаемых сигналов соизмерима с мощностью внутренних шумов приемника, как это имеет место в диапазоне ультракоротких волн, то о качестве приемной антенны судят прежде всего по величине мощности, подводимой к входным клеммам приемника. В этом случае основным параметром приемной антенны является ее *эффективная поверхность* $S_{эфф}$. Величину эффективной поверхности определяют исходя из того, что если эта поверхность расположена перпендикулярно направлению волны и полностью

поглощает ее энергию, то на ней должна выделиться такая же мощность, какая подводится от антенны к входу приемника.

Антенна, естественно, должна быть рассчитана на максимально возможное превышение сигнала над помехой. Это достигается двумя путями.

Во-первых, производят согласование антенны с приемником, учитывая, что генератор отдает наибольшую мощность в нагрузку при равенстве сопротивления нагрузки и внутреннего сопротивления генератора. При радиоприеме генератором служит антенна, а нагрузкой — приемник, и согласование означает, что должно быть установлено вполне определенное соотношение между сопротивлениями входной цепи приемника и антенны (на ее выходных клеммах).

Во-вторых, используются направленные свойства антенны. Предположим, что помехи поступают в антенну со всех направлений. При этом условии остро-направленная антенна позволяет уменьшить телесный угол, в пределах которого воспринимаются помехи, благодаря чему можно достигнуть большого превышения сигнала над помехой.

Если же помехи имеют какое-нибудь преимущественное направление, отличное от направления полезного сигнала (фиг. 1.11), то эффект увеличения отношения $\frac{\text{сигнал}}{\text{помеха}}$ за счет использования

направленных свойств приемной антенны может быть еще более значительным. Для этого диаграмма направленности антенны должна иметь ярко выраженное направление нулевого приема, которое совмещают с направлением помехи. Ширина диаграммы направленности в таком случае может быть сравнительно большой.

Весьма важно, чтобы размеры боковых лепестков в диаграмме направленности приемных антенн были как можно меньше во избежание усиления антенной помех, направление которых соответствует этим лепесткам.

Приемные антенны проще передающих по конструкции, они имеют меньшую высоту, в них нет дорогостоящих радиомачт и изоляторов, рассчитанных на большую электрическую прочность. Это связано с тем, что к. п. д. антенны в режиме приема может быть ниже, чем в режиме передачи, а также с тем, что в приемной антенне из-за малой мощности принимаемых сигналов исключена возможность перенапряжения.

В остальном требования, предъявляемые к приемным антеннам, те же, что и к передающим.

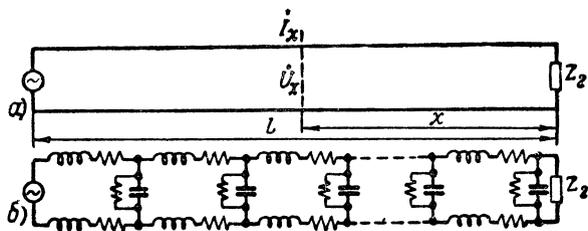


Фиг. 1.11. Увеличение отношения $\frac{\text{сигнал}}{\text{помеха}}$ при помощи направленной приемной антенны.

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ДЛИННЫХ ЛИНИЙ

§ 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ

Линиями передачи, или фидерными линиями, называются устройства, предназначенные для передачи высокочастотной энергии от одного участка цепи к другому, например, от передатчика к антенне или от антенны к приемнику.



Фиг. 2. 1. Принципиальная (а) и эквивалентная (б) схемы двухпроводной линии.

Линии передачи, как и антенны, имеют геометрическую длину, соизмеримую с длиной волны возбуждаемых в них колебаний. С этой точки зрения их называют длинными линиями. Теория длинных линий объясняет работу линий передачи и большинства типов антенн.

Линию передачи независимо от ее конструкции можно представить в виде двух параллельных проводов, длина которых значительно больше расстояния между проводами (фиг. 2. 1, а).

Двухпроводная линия является цепью с распределенными постоянными. Это значит, что на любом элементарном участке линии имеются активное и индуктивное сопротивления проводов, емкостная и активная проводимости между проводами (фиг. 2. 1, б).

Иными свойствами обладают цепи с сосредоточенными постоянными. Например, одиночный колебательный контур состоит из индуктивности, сосредоточенной в катушке самоиндукции, емкости — в конденсаторе, и активного сопротивления. Соответственно магнитное поле сконцентрировано в катушке самоиндукции, электрическое поле — в конденсаторе, и активная мощность выделяется

в специальном элементе. Реальная электрическая схема не содержит элементов, обладающих только индуктивностью L , только емкостью C или только чисто активным сопротивлением R . Обычно каждый из этих элементов обладает свойствами других, хотя и в значительно меньшей степени, чем основным качеством.

Рассмотрим однородную двухпроводную линию. Однородными называются линии, в которых на любом элементарном участке погонные параметры одинаковы.

Если линия длиной l имеет индуктивность проводов L ; активное сопротивление проводов R , а также емкость C и активную проводимость (утечку) G между проводами, то погонные параметры линии

$$L_1 = \frac{L}{l}; \quad R_1 = \frac{R}{l}; \quad C_1 = \frac{C}{l}; \quad G_1 = \frac{G}{l}.$$

Полное погонное сопротивление проводов линии имеет активную составляющую R_1 и реактивную ωL_1 , а полная погонная проводимость содержит активную составляющую G_1 и реактивную ωC_1 . Следовательно, в комплексном виде полное погонное сопротивление проводов линии

$$Z_1 = R_1 + j\omega L_1,$$

а полная погонная проводимость

$$Y_1 = G_1 + j\omega C_1.$$

В линиях передачи, используемых в высокочастотных цепях, $R_1 \ll \omega L_1$ и $G_1 \ll \omega C_1$. На этом основании в ряде случаев можно ограничиться анализом работы идеальной линии¹, в которой отсутствуют потери, т. е. $R_1 = 0$ и $G_1 = 0$.

В антенных устройствах в качестве линии передачи применяются открытые двухпроводные линии, открытые четырехпроводные линии, экранированные двухпроводные линии, коаксиальные линии и волноводы (фиг. 2.2).

Открытые двухпроводные линии состоят из двух параллельных проводов, закрепленных на изолирующих распорках 1, которые фиксируют взаимное расположение проводов (см. фиг. 2.2, а). В этих линиях применяются медные, бронзовые и алюминиевые провода диаметром 2—6 мм.

В курсе электротехники доказывается, что погонные индуктивность и емкость двухпроводной линии соответственно равны:

$$L_1 = \frac{\mu}{\pi} \ln \frac{a}{r_1}; \quad C_1 = \frac{\pi \epsilon}{\ln \frac{a}{r_1}}, \quad (2.1)$$

где a — расстояние между проводами линии;

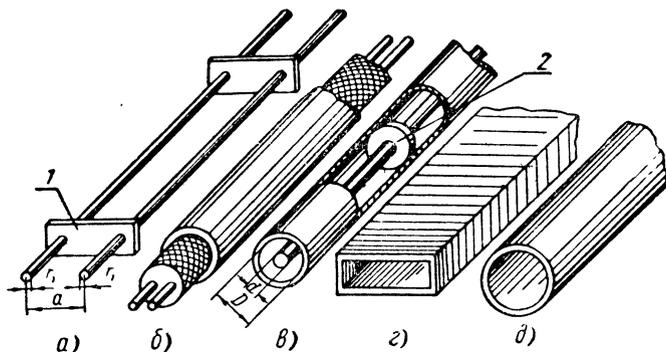
r_1 — радиус провода линии;

ϵ — диэлектрическая проницаемость изолятора;

μ — магнитная проницаемость изолятора.

¹ Следует иметь в виду, что идеализация линии заключается лишь в том, что в ней предполагают полное отсутствие потерь энергии.

Открытые четырехпроводные линии состоят из четырех параллельных проводов 1, 2, 3, 4, образующих в поперечном сечении прямоугольник (фиг. 2.3). Эти провода соединяются попарно в начале, конце и в промежуточных сечениях линии. Стандартный приемный четырехпроводный фидер изготавливается из бронзовых проводов диаметром 1,5 мм, которые в поперечном сечении распо-

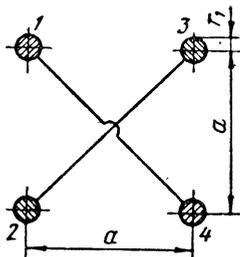


Фиг. 2.2. Линии передачи.

а—открытая двухпроводная линия, б—экранированная двухпроводная линия, в—коаксиальная линия, г—прямоугольный волновод, д—круглый волновод.

лагаются по углам квадрата со стороной $a=35$ мм. Провода крепятся к опорам специальными фарфоровыми изоляторами.

Экранированная двухпроводная линия состоит из двух параллельных проводов, расположенных внутри твердого, но эластичного диэлектрика, который снаружи закрыт оплеткой из тонких медных жил, выполняющих роль экрана (см. фиг. 2.2, б). Для того чтобы предохранить экран от повреждения, предусмотрена внешняя защитная оболочка из хлорвиниловой пластмассы, резины или хлопчатобумажной пряжи.



Фиг. 2.3. Поперечное сечение четырехпроводной линии.

Коаксиальная линия в качестве токонесущих элементов содержит два цилиндрических провода с общей осью, вставленные один в другой (см. фиг. 2.2, в).

Погонные индуктивность L_1 и емкость C_1 коаксиальной линии определяются по следующим формулам:

$$\left. \begin{aligned} L_1 &= \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{D}{d}, \\ C_1 &= \frac{2\pi\epsilon}{\ln \frac{D}{d}}, \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

где D — внутренний диаметр внешнего провода;
 d — внешний диаметр внутреннего провода.

В коаксиальной линии, приведенной на фиг. 2.2, в, взаимное расположение проводов фиксируется керамическими шайбами 2.

К линиям передачи любой конструкции предъявляются следующие требования.

1. Минимальные (по возможности) потери энергии в линии. Они складываются из потерь на нагревание проводов, потерь в диэлектрике и на излучение во внешнюю среду.

2. Возможно большая предельная мощность высокочастотных колебаний, допустимая для передачи по линии.

3. Отсутствие антенного эффекта, т. е. линия не должна излучать и принимать электромагнитные волны. При антенном эффекте линии передачи искажается диаграмма направленности антенны и усиливается прием помех.

4. Достаточная широкополосность. Это значит, что затухание, вносимое всеми звеньями линии передачи, не должно превышать допустимой величины во всем спектре частот передаваемых колебаний.

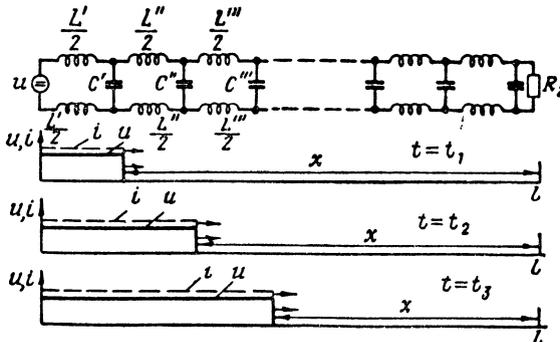
5. Стабильность параметров в такой степени, чтобы изменения температуры, влажности и давления внешней среды, механические вибрации и другие дестабилизирующие факторы не сказывались на устойчивости работы антенного устройства.

6. Приемлемые габариты и вес.

7. Механическая прочность, удобство монтажа и достаточная простота изготовления.

§ 2. ПРОЦЕСС РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН В ЛИНИИ

Предположим, что идеальная линия питается от источника постоянного напряжения u (фиг. 2.4). К моменту времени t_1 емкость первого элементарного участка линии C' зарядится через индук-



Фиг. 2.4. Волны тока и напряжения, создаваемые в идеальной линии источником постоянной э. д. с.

тивности $L'/2$ до напряжения u , затем к моменту времени t_2 емкость второго элементарного участка C'' зарядится от емкости C' через индуктивности $L''/2$ до этого же напряжения, а источник

напряжения полностью восстановит заряд на емкости C' . В следующий отрезок времени к моменту t_3 емкость C'' также зарядится до постоянного напряжения и т. д. Описанный процесс последовательного заряда элементарных емкостей через элементарные индуктивности создает волну тока и напряжения,двигающуюся от источника к концу линии. Эта волна называется падающей. Во время ее распространения вдоль линии устанавливаются постоянные ток и напряжение.

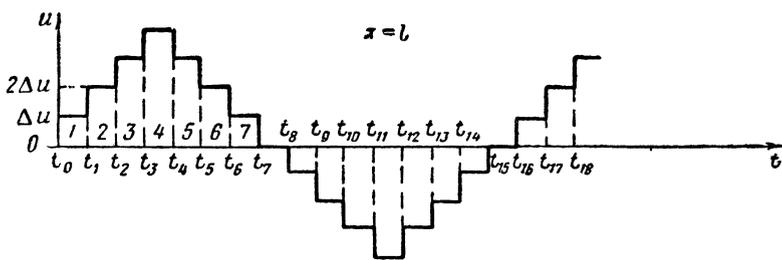
Если нагрузка, включенная на конце линии, не может полностью поглотить энергию, сконцентрированную в падающей волне, то возникает обратная (отраженная) волна тока и напряжения, которая так же, как падающая волна, представляет собой процесс последовательного заряда (или разряда) элементарных емкостей через элементарные индуктивности. Таким образом, в общем случае через любое сечение линии проходят две волны тока и напряжения: падающая и отраженная.

Теперь допустим, что линия питается генератором, напряжение которого через отрезки времени $t_1 - t_0 = t_2 - t_1 = t_3 - t_2 \dots$, необходимые для прохождения волн напряжения и тока через каждый элементарный участок, изменяется скачком на величину Δu (фиг. 2. 5). При этом условии за время $t_1 - t_0$ емкость элементарного участка 1 зарядится до напряжения Δu . В следующий отрезок времени $t_2 - t_1$ емкость элементарного участка 2 зарядится от емкости элементарного участка 1 до напряжения Δu , а на участке 1 генератор установит напряжение $2\Delta u$. В интервале времени $t_3 - t_2$ на участке 3 под влиянием участка 2 возникает напряжение Δu . В то же время на участке 2 под влиянием участка 1 напряжение увеличивается до $2\Delta u$, а на участке 1 генератор создает напряжение $3\Delta u$. Аналогично в момент времени $t = t_4$ напряжение Δu сообщается от участка 3 к участку 4, напряжение $2\Delta u$ — от участка 2 к участку 3, напряжение $3\Delta u$ передается от участка 1 на участок 2, а участку 1 генератор сообщает напряжение $4\Delta u$.

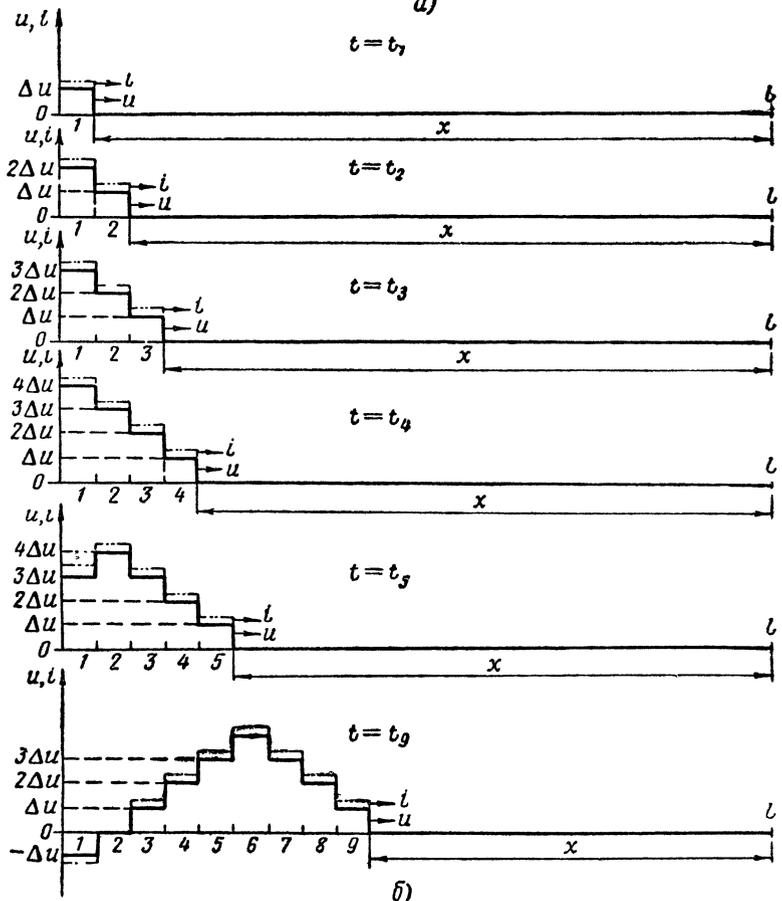
В дальнейшем до момента t_8 напряжение на зажимах генератора уменьшается, после чего оно возрастает с обратной полярностью, уменьшается по абсолютной величине и т. д. По этой причине в момент t_5 напряжение на элементарном участке 1 понижается до $3\Delta u$ и одновременно волна напряжения достигает участка 5, а в момент t_9 , когда волна напряжения перешла на участок 9, напряжение в начале линии становится равным $-\Delta u$.

Ток в любом сечении линии изменяется одновременно с напряжением.

Если идеальная линия питается генератором синусоидальной э. д. с. (фиг. 2. 6), то, как в предыдущем случае, напряжение и ток с постоянной скоростью распространяются от одного сечения к другому, но эти величины получают не ступенчатое, а плавное и непрерывное приращение. В начале линии синусоидально изменяются во времени напряжение и ток. Они повторяются в соседних сечениях линии, но с отставанием по фазе, которое тем больше, чем больше удалено данное сечение линии от ее начала.



a)

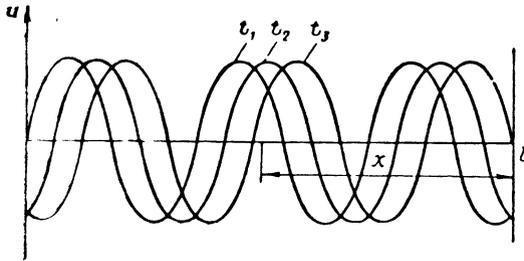


b)

Фиг. 2.5. Волны напряжения и тока, создаваемые в идеальной линии генератором со ступенчато изменяющимся напряжением.

a—изменение напряжения на зажимах генератора с течением времени, б—распределение напряжения и тока вдоль линии в различные моменты времени.

В результате, если мы зафиксируем в данный момент времени напряжение и ток по всей длине линии, то форма полученной кривой представит собой синусоиду. Таким образом, в любом сечении линии происходят синусоидальные изменения напряжения и тока



Фиг. 2.6. Изменения напряжения вдоль идеальной линии в различные моменты времени ($t_3 > t_2 > t_1$) при наличии источника синусоидальной э. д. с.

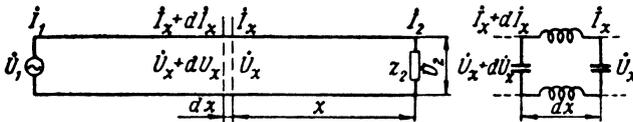
во времени и вместе с тем в любой момент времени эти величины изменяются синусоидально вдоль линии.

К такому же выводу можно прийти на основании телеграфных уравнений.

§ 3. ТЕЛЕГРАФНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Телеграфные уравнения, впервые выведенные при исследовании процессов в телеграфных линиях, позволяют установить изменения в них напряжения и тока во времени.

Рассмотрим идеальную линию, изображенную на фиг. 2.7, и будем пользоваться приведенными на этой фигуре обозначениями.



Фиг. 2.7. К выводу телеграфных уравнений.

Элементарный участок длиной dx , расположенный на расстоянии x от конца идеальной линии, имеет сопротивление $Z_1 dx = j\omega L_1 dx$ и проводимость между проводниками $Y_1 dx = j\omega C_1 dx$; напряжение на этом участке изменяется от \dot{U}_x до $\dot{U}_x + d\dot{U}_x$, а ток от \dot{I}_x до $\dot{I}_x + d\dot{I}_x$. Приращение напряжения $d\dot{U}_x$ обусловлено током \dot{I}_x , проходящим по элементарному участку, а приращение тока $d\dot{I}_x$ определяется напряжением \dot{U}_x и проводимостью того же участка, т. е.

$$d\dot{U}_x = \dot{I}_x j\omega L_1 dx, \quad j\omega C_1 dx.$$

$$d\dot{I}_x = \dot{U}_x j\omega C_1 dx.$$

Отсюда

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\dot{U}_x}{dx} &= \dot{I}_x j\omega L_1; \\ \frac{d\dot{I}_x}{dx} &= \dot{U}_x j\omega C_1. \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

Возьмем производную по x от обеих частей уравнений данной системы:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\dot{U}_x}{dx^2} &= j\omega L_1 \frac{d\dot{I}_x}{dx}; \\ \frac{d^2\dot{I}_x}{dx^2} &= j\omega C_1 \frac{d\dot{U}_x}{dx}. \end{aligned}$$

Пользуясь (2.3), преобразуем эти уравнения следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2\dot{U}_x}{dx^2} &= -\omega^2 L_1 C_1 \dot{U}_x; \\ \frac{d^2\dot{I}_x}{dx^2} &= -\omega^2 L_1 C_1 \dot{I}_x. \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

Эти линейные дифференциальные уравнения имеют решение в виде

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_x &= \dot{U}_2 \cos \alpha x + j \dot{I}_2 \rho \sin \alpha x, \\ \dot{I}_x &= \dot{I}_2 \cos \alpha x + j \frac{\dot{U}_2}{\rho} \sin \alpha x, \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

где $\rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$ — волновое сопротивление линии;

$\alpha = \omega \sqrt{L_1 C_1}$ — фазовая постоянная, показывающая отставание фазы колебаний за время их распространения на единице длины линии.

На основе рассуждений, приведенных в § 2 этой главы, напряжение \dot{U}_x и ток \dot{I}_x представляют сумму двух слагаемых, из которых одно обусловлено падающей волной, а другое — отраженной. Обозначим через $\dot{U}_{2\text{пад}}$, $\dot{I}_{2\text{пад}}$ напряжение и ток падающей волны в конце линии, а $\dot{U}_{2\text{отр}}$, $\dot{I}_{2\text{отр}}$ — отраженной и α — фазовую постоянную.

Очевидно, что на расстоянии x от конца линии фазовый угол напряжения и тока в падающей волне больше на αx , а в отраженной волне — меньше на αx , чем в конце линии ($x=0$). Это значит, что в сечении с координатой x напряжение и ток падающей волны соответственно равны $\dot{U}_{2\text{пад}} e^{j\alpha x}$ и $\dot{I}_{2\text{пад}} e^{j\alpha x}$, а отраженной волны $\dot{U}_{2\text{отр}} e^{-j\alpha x}$ и $\dot{I}_{2\text{отр}} e^{-j\alpha x}$. Следовательно, уравнение (2.5) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \dot{U}_x &= \dot{U}_{2\text{пад}} e^{j\alpha x} + \dot{U}_{2\text{отр}} e^{-j\alpha x}; \\ \dot{I}_x &= \dot{I}_{2\text{пад}} e^{j\alpha x} + \dot{I}_{2\text{отр}} e^{-j\alpha x}. \end{aligned}$$

Если предполагаемое решение соответствует действительности, то после его подстановки в телеграфное уравнение будет получена интересующая нас зависимость напряжения и тока в линии от ее параметров и координаты x . При помощи формул

$$e^{j\alpha x} = \cos \alpha x + j \sin \alpha x \quad \text{и} \quad e^{-j\alpha x} = \cos \alpha x - j \sin \alpha x$$

решение телеграфных уравнений можно выразить через тригонометрические функции:

$$\begin{aligned} \dot{U}_x &= (\dot{U}_{2\text{пад}} + \dot{U}_{2\text{отр}}) \cos \alpha x + j(\dot{U}_{2\text{пад}} - \dot{U}_{2\text{отр}}) \sin \alpha x = \\ &= \dot{U}_{2c} \cos \alpha x + j\dot{U}_{2p} \sin \alpha x; \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \dot{I}_x &= (\dot{I}_{2\text{пад}} + \dot{I}_{2\text{отр}}) \cos \alpha x + j(\dot{I}_{2\text{пад}} - \dot{I}_{2\text{отр}}) \sin \alpha x = \\ &= I_{2c} \cos \alpha x + jI_{2p} \sin \alpha x, \end{aligned}$$

где индекс «с» указывает на сумму, а индекс «р» — на разность напряжений или токов для падающей и отраженной волн в конце линии.

Продифференцируем данную систему уравнений по x :

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\dot{U}_x}{dx} &= (-\dot{U}_{2c} \sin \alpha x + j\dot{U}_{2p} \cos \alpha x) \alpha, \\ \frac{d\dot{I}_x}{dx} &= (-\dot{I}_{2c} \sin \alpha x + j\dot{I}_{2p} \cos \alpha x) \alpha, \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

а затем возьмем вторую производную от напряжения \dot{U}_x по x :

$$\frac{d^2\dot{U}_x}{dx^2} = -\alpha^2 (\dot{U}_{2c} \cos \alpha x + j\dot{U}_{2p} \sin \alpha x).$$

Выражение в скобках совпадает с правой частью уравнения (2.6), что позволяет написать

$$\frac{d^2\dot{U}_x}{dx^2} = -\alpha^2 \dot{U}_x. \quad (2.8)$$

Из уравнений (2.4) и (2.8) следует

$$-\omega^2 L_1 C_1 \dot{U}_x = -\alpha^2 \dot{U}_x,$$

откуда фазовая постоянная

$$\alpha = \omega \sqrt{L_1 C_1}. \quad (2.9)$$

Подставим \dot{U}_x , \dot{I}_x , $\frac{d\dot{U}_x}{dx}$ и $\frac{d\dot{I}_x}{dx}$ из уравнений (2.6), (2.7) в уравнения (2.3):

$$\alpha (-\dot{U}_{2c} \sin \alpha x + j\dot{U}_{2p} \cos \alpha x) = j\omega L_1 (\dot{I}_{2c} \cos \alpha x + j\dot{I}_{2p} \sin \alpha x),$$

$$\alpha (-\dot{I}_{2c} \sin \alpha x + j\dot{I}_{2p} \cos \alpha x) = j\omega C_1 (\dot{U}_{2c} \cos \alpha x + j\dot{U}_{2p} \sin \alpha x)$$

и разделим обе части полученных выражений на $\alpha = \omega \sqrt{L_1 C_1}$, имея в виду, что

$$\frac{\omega L_1}{\alpha} = \frac{\omega L_1}{\omega \sqrt{L_1 C_1}} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = \rho$$

и

$$\frac{\omega C_1}{\alpha} = \frac{\omega C_1}{\omega \sqrt{L_1 C_1}} = \sqrt{\frac{C_1}{L_1}} = \frac{1}{\rho}.$$

Здесь $\rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$ имеет размерность сопротивления $\left(\sqrt{\frac{\text{гн} \cdot \text{м}}{\text{м} \cdot \text{ф}}} = \sqrt{\frac{\text{гн}}{\text{ф}}} = \sqrt{\frac{\text{ом}^2 \cdot \text{сек}}{\text{сек}}} = \text{ом} \right)$ и называется *волновым сопротивлением* линии.

В результате получим

$$\left. \begin{aligned} -\dot{U}_{2c} \sin \alpha x + j\dot{U}_{2p} \cos \alpha x &= j\rho (\dot{I}_{2c} \cos \alpha x + j\dot{I}_{2p} \sin \alpha x), \\ -\dot{I}_{2c} \sin \alpha x + j\dot{I}_{2p} \cos \alpha x &= \frac{j}{\rho} (\dot{U}_{2c} \cos \alpha x + j\dot{U}_{2p} \sin \alpha x). \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

Если в системах (2.6) и (2.10) учесть, что в конце линии, т. е. при $x=0$, напряжение $\dot{U}_x = \dot{U}_2$ и ток $\dot{I}_x = \dot{I}_2$, то

$$\begin{aligned} \dot{U}_2 &= \dot{U}_{2c}; & \dot{I}_2 &= \dot{I}_{2c}; & \dot{U}_{2p} &= \rho \dot{I}_{2c}; \\ \dot{I}_{2p} &= \frac{\dot{U}_{2c}}{\rho}. \end{aligned}$$

Теперь произведем замену в третьем выражении согласно второму, а в четвертом согласно первому. В результате получим систему выражений

$$\begin{aligned} \dot{U}_2 &= \dot{U}_{2c}; & \dot{I}_2 &= \dot{I}_{2c}; & \dot{U}_{2p} &= \rho \dot{I}_2; \\ \dot{I}_{2p} &= \frac{\dot{U}_2}{\rho}, \end{aligned} \quad (2.11)$$

которая позволяет решение телеграфных уравнений идеальной линии (2.6) представить в окончательном виде:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_x &= \dot{U}_2 \cos \alpha x + j\dot{I}_2 \rho \sin \alpha x, \\ \dot{I}_x &= \dot{I}_2 \cos \alpha x + j \frac{\dot{U}_2}{\rho} \sin \alpha x. \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

§ 4. РЕЖИМЫ РАБОТЫ ДЛИННОЙ ЛИНИИ

В зависимости от соотношения между волновым сопротивлением линии и сопротивлением нагрузки линия работает в режиме бегущих или стоячих волн, или, наконец, обоих видов волн.

Бегущими волнами называются колебания, фаза которых удаляется от источника возбуждения с постоянной скоростью, зависящей от свойств среды.

Стоячими волнами называются колебания, полученные в результате сложения двух бегущих волн, направленных навстречу друг другу (например, падающей и отраженной волн).

Режим бегущих волн

Напряжения и токи в линии. Бегущие волны в линии получаютс в том случае, если сопротивление нагрузки чисто активное и равно волновому сопротивлению линии.

После подстановки

$$\dot{I}_2 \rho = \dot{U}_2 \quad \text{и} \quad \frac{\dot{U}_2}{\rho} = \dot{I}_2$$

исходная система уравнений (2. 5) принимает вид

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_x &= \dot{U}_2 \cos \alpha x + j \dot{I}_2 \rho \sin \alpha x = \dot{U}_2 (\cos \alpha x + j \sin \alpha x), \\ \dot{I}_x &= \dot{I}_2 \cos \alpha x + j \dot{I}_2 \sin \alpha x = \dot{I}_2 (\cos \alpha x + j \sin \alpha x). \end{aligned} \right\} \quad (2. 12)$$

При питании линии от генератора синусоидальной э. д. с. амплитуда напряжения на нагрузке записывается в комплексном виде так: $\dot{U}_2 = U_{m2} e^{j\omega t}$. Это значит, что амплитуда напряжения имеет модуль \dot{U}_{m2} и фазовый угол ωt . С течением времени t фазовый угол ωt непрерывно увеличивается, т. е. вектор напряжения \dot{U}_2 вращается с постоянной угловой скоростью ω . Поэтому проекция вектора \dot{U}_2 на ось мнимых (действительных) чисел выражает мгновенное значение синусоидально (косинусоидально) изменяющегося напряжения:

$$u_2 = U_{m2} \sin \omega t \quad (u_2 = U_{m2} \cos \omega t).$$

Если в уравнении (2. 12), кроме подстановки $\dot{U}_2 = U_{m2} e^{j\omega t}$, произвести замену $\cos \alpha x + j \sin \alpha x = e^{j\alpha x}$, то получим

$$\begin{aligned} \dot{U}_x &= U_{m2} e^{j(\omega t + \alpha x)}; \\ \dot{I}_x &= I_{m2} e^{j(\omega t + \alpha x)}, \end{aligned}$$

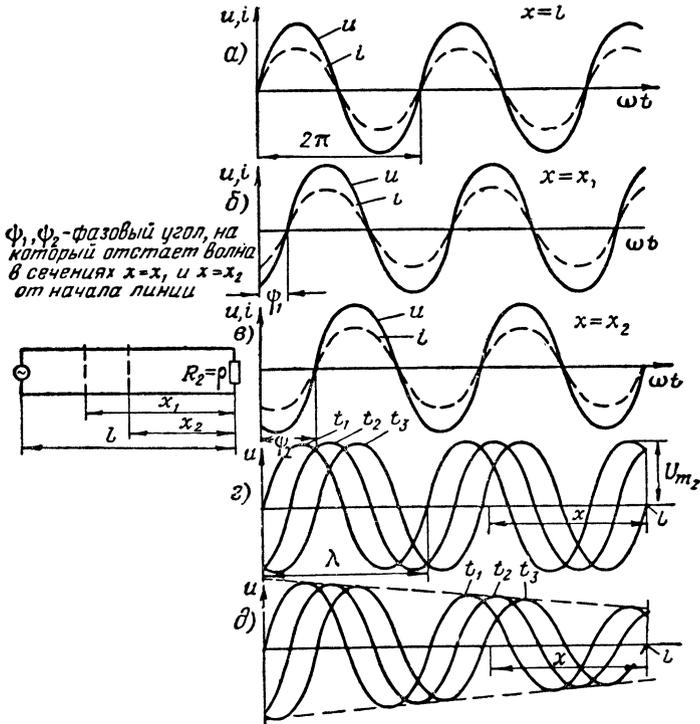
откуда мгновенные значения напряжения и тока в линии на расстоянии x от нагрузки соответственно равны

$$\left. \begin{aligned} u_x &= U_{m2} \sin (\omega t + \alpha x), \\ i_x &= I_{m2} \sin (\omega t + \alpha x). \end{aligned} \right\} \quad (2. 13)$$

Это — уравнения бегущих волн. На основании полученных уравнений отмечаем следующие свойства бегущих волн.

1. В каждом сечении линии синусоидально изменяются напряжение и ток во времени (фиг. 2. 8, *a*, *б*, *в*). На это указывает множитель $\sin(\omega t + \dots)$.

2. В связи с тем, что волны напряжения и тока распространяются вдоль линии с конечной скоростью, фаза этих волн по мере их распространения уменьшается. Согласно уравнениям (2.13) синусоидальные колебания в сечении линии с координатой x имеют опережение по фазе на угол αx относительно колебаний в конце линии ($x=0$) и отставание по фазе на угол $\alpha(l-x)$ относительно колеба-



Фиг. 2. 8. Бегущие волны напряжения и тока.

a—в начале идеальной линии, *б*—на расстоянии $x=x_1$ от ее начала, *в*—на расстоянии $x=x_2 < x_1$ от ее начала, изменение напряжения вдоль идеальной линии (*г*) и линии с потерями (*д*) в различные моменты времени.

ний в начале линии (l —длина линии). Например, фаза напряжения и тока в сечении с координатой $x=x_1$ отстает на угол $\psi_1 = \alpha(l-x_1)$ (фиг. 2. 8, б), а при $x=x_2 < x_1$ — на больший угол $\psi_2 = \alpha(l-x_2)$ (фиг. 2. 8, в) от фазы. напряжения и тока в начале линии (фиг. 2. 8, а).

Фазовую постоянную можно выразить через длину волны λ , исходя из того, что при распространении бегущей волны на расстояние $x=\lambda$ происходит отставание по фазе напряжения или тока на угол 2π , т. е. $\alpha x = \alpha \lambda = 2\pi$, откуда фазовая постоянная

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Длина волны λ связана со скоростью распространения бегущих волн v формулой

$$\lambda = \frac{v}{f} = \frac{2\pi v}{\omega}.$$

Следовательно,

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v},$$

но так как $\alpha = \omega \sqrt{L_1 C_1}$, то скорость распространения бегущей волны тем меньше, чем больше погонные индуктивность и емкость линии

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}.$$

3. Амплитуда колебаний в любом сечении линии без потерь (фиг. 2. 8, *a, б, в, г*) одинаковая. В реальной линии (фиг. 2. 8, *д*) имеются потери, вследствие чего по мере увеличения текущей координаты x , т. е. по мере приближения к генератору, амплитуда колебаний увеличивается. Количественно это учитывается множителем $e^{\beta x}$, где β — коэффициент затухания, показывающий степень изменения амплитуды колебаний на каждую единицу длины линии.

Отсюда следует, что для реальной линии полученные выше уравнения (2. 13) принимают вид

$$\left. \begin{aligned} u_x &= U_{m2} e^{\beta x} \sin(\omega t + \alpha x), \\ i_x &= I_{m2} e^{\beta x} \sin(\omega t + \alpha x). \end{aligned} \right\} \quad (2. 14)$$

Амплитуда напряжения в начале линии ($x=l$)

$$U_{m1} = U_{m2} e^{\beta l} = U_{m2} e^{\beta l},$$

откуда

$$\frac{U_{m1}}{U_{m2}} = e^{\beta l}.$$

Взяв натуральный логарифм от обеих частей равенства, получим

$$\ln \left(\frac{U_{m1}}{U_{m2}} \right) = \beta l, \quad \text{а} \quad \beta = \frac{\ln \frac{U_{m1}}{U_{m2}}}{l}.$$

Как видно из полученного выражения, единицей измерения коэффициента затухания является непер, деленный на метр. Этот же коэффициент можно выразить в децибелах, деленных на метр, если учесть, что $1 \text{ непер} = 8,686 \text{ дб}$.

Коэффициент затухания выражается формулой

$$\beta = \frac{R_1}{2\rho} + \frac{G_1 \rho}{2},$$

где первое слагаемое обусловлено потерями в проводах линии, а второе — потерями за счет проводимости между проводами. Обычно вторым слагаемым пренебрегают по сравнению с первым и тогда

$$\beta = \frac{R_1}{2\rho} = \frac{R_1}{2} \sqrt{\frac{C_1}{L_1}}. \quad (2.15)$$

Некоторые авторы¹ считают, что на высоких частотах оба слагаемых одного порядка, и рекомендуют для расчетов формулу

$$\beta = \frac{R_1}{\rho}.$$

Аналогичная зависимость наблюдается в колебательном контуре.

При вычислении активного сопротивления проводов линии необходимо иметь в виду увеличение этого сопротивления с ростом частоты. Один метр медного провода имеет активное сопротивление

$$R_1' = \frac{0,72}{r \sqrt{\lambda}} \text{ ом/м},$$

где r — радиус провода в мм;

λ — длина волны в м.

4. Из выражения (2.14) видно, что напряжение и ток на любом участке линии совпадают по фазе. Это иллюстрируется фиг. 2.8, *a*, *b*, *в*, где сплошная линия относится к напряжению, а пунктирная — к току. Следовательно, линия, работающая в режиме бегущих волн, представляет собой для генератора чисто активную нагрузку.

Входное сопротивление линии. Влияние линии на питающий ее источник удобно определять исходя из понятия входного сопротивления линии. К входному сопротивлению линии легко перейти от другого понятия — *эквивалентного сопротивления линии*, которое для сечения линии с координатой x равно отношению напряжения \dot{U}_x к току \dot{I}_x :

$$Z_s = \frac{\dot{U}_x}{\dot{I}_x}.$$

Эквивалентное сопротивление линии между зажимами питающего ее генератора является входным сопротивлением линии. Следовательно, если длину линии принимать за x , то входное сопротивление линии

$$Z_{вх} = \frac{\dot{U}_x}{\dot{I}_x}.$$

¹ В. В. Татарин ов, Коротковолновые направленные антенны, Связьиздат, 1936, стр. 110.

С. И. На д е н е н к о, Антенны, Связьиздат, 1959, стр. 438.

Согласно системе уравнений (2.12) входное сопротивление

$$Z_{\text{вх}} = \frac{\dot{U}_x}{\dot{I}_x} = \frac{\dot{U}_2}{\dot{I}_2},$$

но в данном случае сопротивление нагрузки равно волновому сопротивлению линии $\left(\frac{\dot{U}_2}{\dot{I}_2} = \rho\right)$, и поэтому

$$Z_{\text{вх}} = \rho.$$

Отсюда вытекает определение физического смысла волнового сопротивления как сопротивления, которое линия оказывает бегущей волне тока в любом сечении.

Режим бегущих волн может быть нарушен только волнами, отраженными от нагрузки. В бесконечно длинной линии мы не наблюдаем отражения волн от нагрузки; в ней всегда существуют бегущие волны. Следовательно, волновое сопротивление можно определить как входное сопротивление бесконечно длинной линии.

Заметим, что волновое сопротивление линии $\rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$ возрастает с увеличением погонной индуктивности и уменьшением погонной емкости, так как первое влечет за собой увеличение э. д. с. самоиндукции и, следовательно, индуктивного сопротивления проводов, а второе — увеличение емкостного сопротивления между проводниками. И то, и другое при неизменном напряжении на входе линии приводит к ослаблению бегущей волны тока, т. е. к увеличению волнового сопротивления линии.

Режим стоячих волн

Стоячие волны получаются в идеальной линии при одном из следующих условий: линия разомкнута на конце, линия замкнута на конце накоротко и линия замкнута на чисто реактивное сопротивление.

Линия, разомкнутая на конце

Напряжения и токи в разомкнутой линии. Стоячие волны в разомкнутой линии получаются в результате сложения двух бегущих волн (падающей и отраженной), имеющих одинаковую амплитуду и направленных навстречу. Так как в конце разомкнутой линии не может быть тока, то, когда падающая волна тока достигает конца линии, ток резко падает, а это вызывает э. д. с. самоиндукции, которая возбуждает обратную волну тока. Так как э. д. с. самоиндукции всегда имеет такую полярность, что препятствует изменению основного тока, то в конце линии полярность отраженной волны напряжения такая же, как и у падающей волны, тогда как падающая и отраженная волны тока имеют в конце линии противоположный знак. Таким образом, на разомкнутых концах линии

получаются напряжение с максимальной амплитудой (пучность напряжения) и ток с нулевой амплитудой (узел тока).

Согласно уравнениям (2.13) в сечении с координатой x падающие волны напряжения и тока имеют мгновенные значения:

$$u'_x = U'_{m2} \sin(\omega t + \alpha x),$$

$$i'_x = I'_{m2} \sin(\omega t + \alpha x) = \frac{U'_{m2}}{\rho} \sin(\omega t + \alpha x).$$

В конце линии падающая волна напряжения полностью отражается с тем же знаком, а волна тока — с обратным. Пройдя расстояние x , отраженные волны отстанут по фазе на угол αx и станут равными

$$u''_x = U'_{m2} \sin(\omega t - \alpha x),$$

$$i''_x = -U'_{m2}/\rho \sin(\omega t - \alpha x).$$

Суммируя мгновенные значения напряжений и токов падающей и отраженной волн в сечении с координатой x , получаем

$$u_x = u'_x + u''_x = U'_{m2} [\sin(\omega t + \alpha x) + \sin(\omega t - \alpha x)] =$$

$$= 2U'_{m2} \sin \omega t \cos \alpha x,$$

$$i_x = i'_x + i''_x = \frac{U'_{m2}}{\rho} [\sin(\omega t + \alpha x) - \sin(\omega t - \alpha x)] =$$

$$= 2 \frac{U'_{m2}}{\rho} \sin \alpha x \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right).$$

Так как в результате отражения напряжение в конце линии удваивается по амплитуде, то $2U'_{m2} = U_{m2}$ и

$$u_x = [U_{m2} \cos \alpha x] \sin \omega t,$$

$$i_x = \left[\frac{U_{m2}}{\rho} \sin \alpha x \right] \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right).$$

Такой же результат получается из уравнений (2.5), которые в случае разомкнутой линии ($\dot{I}_2 = 0$) принимают вид

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_x &= \dot{U}_2 \cos \alpha x, \\ \dot{I}_x &= j \frac{\dot{U}_2}{\rho} \sin \alpha x. \end{aligned} \right\} \quad (2.16)$$

Так как

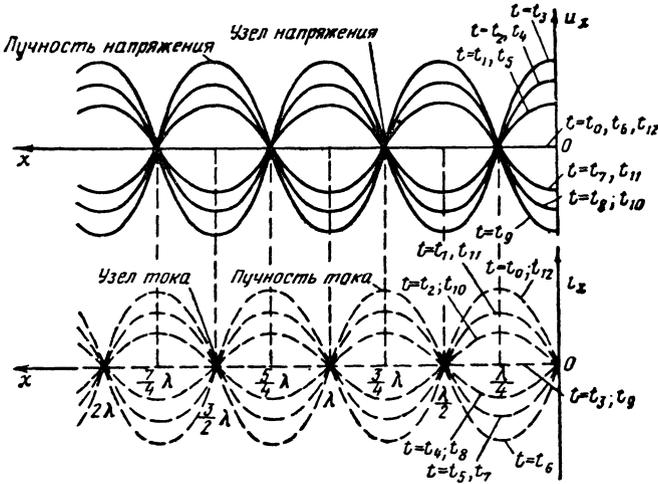
$$\dot{U}_2 = U_{m2} e^{j\omega t}, \quad \text{а} \quad j = e^{j\frac{\pi}{2}}$$

(в чем можно убедиться из соотношения

$$e^{j\frac{\pi}{2}} = \cos \frac{\pi}{2} + j \sin \frac{\pi}{2} = j),$$

то

$$\begin{aligned} \dot{U}_x &= U_{m2} e^{j\omega t} \cos \alpha x, \\ i_x &= \frac{U_{m2}}{\rho} e^{j\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)} \sin \alpha x. \end{aligned}$$



Фиг. 2.9. Стоячие волны напряжения и тока в разомкнутой линии.

Отсюда мгновенные значения напряжения и тока в разомкнутой линии

$$\left. \begin{aligned} u_x &= [U_{m2} \cos \alpha x] \sin \omega t = U_{mx} \sin \omega t, \\ i_x &= \left[\frac{U_{m2}}{\rho} \sin \alpha x \right] \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) = I_{mx} \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

Отметим свойства стоячих волн на основе полученных уравнений и графиков, показывающих изменения напряжения и тока вдоль разомкнутой линии для моментов времени $t = t_0, t_1, t_2, \dots, t_{12}$, охватывающих один период колебаний (фиг. 2.9).

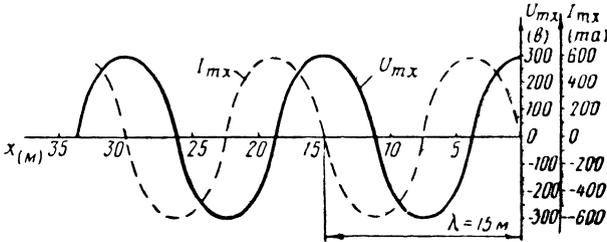
1. В каждом сечении линии имеют место синусоидальные изменения напряжения и тока во времени. На это указывают множители $\sin \omega t$ и $\sin(\omega t + \dots)$ в уравнениях (2.17). Согласно этим уравнениям напряжение, например, последовательно изменяется от нуля (t_0) до максимума одного знака (t_3), уменьшается до нуля (t_6), достигает максимума с другим знаком (t_9) и вновь становится равным нулю (t_{12}).

2. Амплитуда колебаний $U_{mх}$ и $I_{mх}$ изменяется вдоль линии (фиг. 2.10): для напряжения — по закону $\cos \alpha x$, а для тока — $\sin \alpha x$. Пучности (максимумы амплитуды) напряжения и узлы (минимумы амплитуды) тока получаются в точках линии, в которых $\cos \alpha x = 1$, $\sin \alpha x = 0$, что соответствует

$$\alpha x = 0, \pi, 2\pi, 3\pi \dots$$

или

$$x = 0, \frac{\pi}{\alpha} = \frac{\pi \lambda}{2\pi} = \frac{\lambda}{2}, \frac{3}{2} \lambda \dots$$



Фиг. 2.10. Изменения амплитуды напряжения и тока вдоль разомкнутой линии.

Узлы напряжения и пучности тока получаются при $\cos \alpha x = 0$, а $\sin \alpha x = 1$, что соответствует

$$\alpha x = \frac{\pi}{2}, \frac{3}{2} \pi, \frac{5}{2} \pi \dots$$

или

$$x = \frac{\pi}{2\alpha} = \frac{\lambda}{4}, \frac{3}{4} \lambda, \frac{5}{4} \lambda \dots$$

Изменения амплитуды напряжения и тока вдоль разомкнутой линии объясняются тем, что в разных сечениях линии сдвиг по фазе между падающей и отраженной волнами имеет различную величину. Например, за время движения волны от сечения $x = \frac{\lambda}{4}$ до конца разомкнутой линии фаза напряжения изменяется на $\pi/2$, в момент отражения эта фаза остается постоянной, а при обратном движении волны к исходному сечению она дополнительно отстает на $\pi/2$. В результате падающая и отраженная волны напряжения встречаются в противофазе и получается узел напряжения. Если учесть, что волна тока при отражении от разомкнутого конца линии изменяет свою фазу на обратную, то станет понятным, почему в том же сечении с координатой $x = \frac{\lambda}{4}$ получается пучность тока.

3. Из системы уравнений для напряжения и тока в разомкнутой линии

$$\frac{(U_{mx})_{\max}}{(I_{mx})_{\max}} = \frac{U_{m2}}{\frac{U_{m2}}{\rho}} = \rho,$$

т. е. отношение амплитудного значения напряжения в его пучности к амплитудному значению тока в его пучности равно волновому сопротивлению линии.

4. Фаза напряжения во всех сечениях линии одинакова. Это значит, что во всей линии напряжение равно нулю или достигает максимума в один и тот же момент времени, но эти максимумы для разных сечений различны, поскольку амплитуда колебаний вдоль линии изменяется. То же самое можно сказать и о токе. Например, согласно фиг. 2. 9 в любом сечении линии ток равен нулю в моменты времени $t=t_3, t_9$, достигает максимума одного знака при $t=t_0, t_{12}$ и другого знака при $t=t_6$.

5. В любой точке линии между напряжением и током существует сдвиг по фазе на 90° . Поэтому, когда во всей линии напряжение максимально, ток равен нулю ($t=t_3, t_9$), и наоборот ($t=t_0, t_6, t_{12}$). Значит, для стоячих волн характерен сдвиг по фазе между напряжением и током во времени и в пространстве. Пространственный сдвиг выражается в том, что в сечениях линии с пучностями напряжения наблюдаются узлы тока, а при узлах напряжения наблюдаются пучности тока.

Входное сопротивление разомкнутой линии. В соответствии с уравнениями (2. 16) входное сопротивление разомкнутой линии без потерь

$$Z_{\text{вх}} = \frac{\dot{U}_x}{\dot{I}_x} = \frac{\dot{U}_2 \cos \alpha x}{j \frac{\dot{U}_2}{\rho} \sin \alpha x} = -j\rho \operatorname{ctg} \alpha x. \quad (2. 18)$$

Это сопротивление имеет реактивный характер $X_{\text{вх}}$, на что указывает множитель j , т. е.

$$Z_{\text{вх}} = jX_{\text{вх}}, \text{ где } X_{\text{вх}} = -\rho \operatorname{ctg} \alpha x.$$

Реактивный характер разомкнутой линии как нагрузки для генератора согласуется с тем, что при стоячих волнах между напряжением и током существует сдвиг по фазе на угол 90° . Отсюда следует, что средняя мощность, отдаваемая генератором в разомкнутую линию без потерь, равна нулю.

Из уравнений (2. 18) и фиг. 2. 11, а видно, что изменение длины линии на $\lambda/4$ вызывает изменение угла αx на $\frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{4} = \frac{\pi}{2}$, в связи с чем знак $\operatorname{ctg} \alpha x$ становится обратным и входное сопротивление линии, пройдя через нулевое или бесконечно большое значение, переходит от емкостного к индуктивному или наоборот. Это позволяет утверждать, что разомкнутая линия эквивалентна колебательному контуру, который при длине линии x , кратной $\lambda/4$, нахо-

дится в резонансе (последовательном или параллельном), а при других значениях x сопротивление эквивалентного контура приобретает преимущественно емкостный или индуктивный характер.

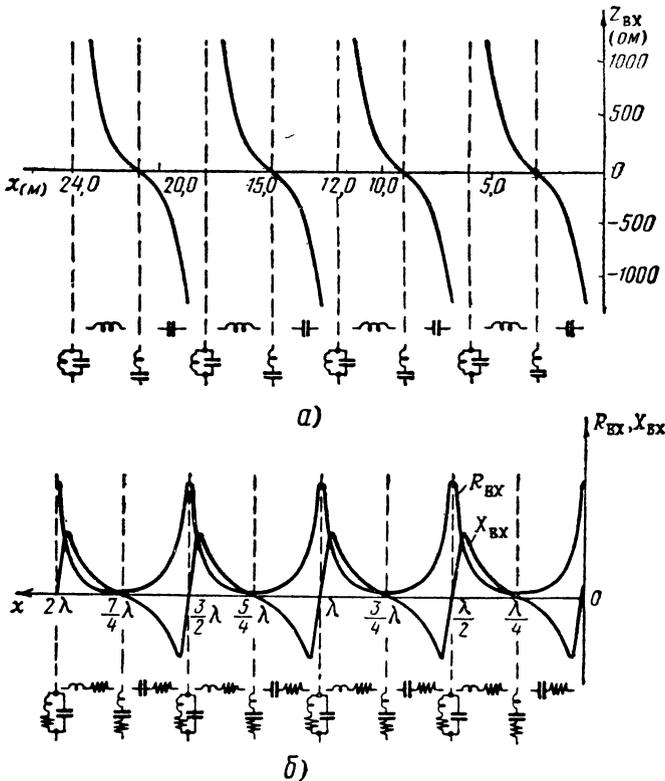
В точках линии, в которых $\operatorname{ctg} \alpha x = \infty$,

$$\alpha x = \frac{2\pi}{\lambda} x = 0, \pi, 2\pi, 3\pi, \text{ а } x = 0, \frac{\lambda}{2}, \lambda, \frac{3}{2}\lambda \dots,$$

входное сопротивление стремится к бесконечности. В точках линии, в которых $\operatorname{ctg} \alpha x = 0$,

$$\alpha x = \frac{2\pi}{\lambda} x = \frac{\pi}{2}, \frac{3}{2}\pi, \frac{5}{2}\pi \dots, \text{ а } x = \frac{\lambda}{4}, \frac{3}{4}\lambda, \frac{5}{4}\lambda \dots,$$

входное сопротивление равно нулю.



Фиг. 2.11. Изменения входного сопротивления разомкнутой линии по ее длине:

а—линия без потерь, *б*—линия с потерями.

Так как идеальный последовательный контур при резонансе имеет общее сопротивление, равное нулю, а эквивалентное сопротивление идеального параллельного контура при резонансе

$$R_{oe} = \frac{p^2}{r} = \frac{p^2}{0} = \infty,$$

то можно провести аналогию между разомкнутой линией при длине

$$x = \frac{\lambda}{4}, \frac{3}{4}\lambda, \frac{5}{4}\lambda \dots$$

и последовательным контуром, а при длине

$$x = \frac{\lambda}{2}, \lambda, \frac{3}{2}\lambda \dots$$

разомкнутую линию можно уподобить параллельному контуру. Линия, длина которой не кратна $\frac{\lambda}{4}$, эквивалентна индуктивному (при $X_{вх} > 0$) или емкостному (при $X_{вх} < 0$) сопротивлению.

На первый взгляд кажется странным, что с увеличением длины разомкнутой линии ее входное сопротивление изменяется от $-\infty$ до $+\infty$, затем вновь от $-\infty$ до $+\infty$ и т. д.

Такое свойство разомкнутой линии объясняется наличием в ней стоячих волн. Так, например, разомкнутая линия длиной $x = \frac{\lambda}{4}$ представляет для генератора короткое замыкание ($Z_{вх} = 0$), так как у зажимов генератора за счет сложения падающей и отраженной волн получается пучность тока и узел напряжения ($\dot{U}_x = 0$), а это равнозначно короткому замыканию. Наоборот, в начале линии длиной $x = \frac{\lambda}{2}$ наблюдается пучность напряжения и узел тока ($I_x = 0$), вследствие чего входное сопротивление такой линии $Z_{вх} = \infty$. Легко заметить, что *линия эквивалентна резонансному колебательному контуру в том случае, если на входе линии имеют место пучности и узлы напряжения и тока.*

Теперь внесем поправки, учитывающие влияние потерь в линии (фиг. 2. 11, б). Это влияние сказывается в том, что во входном сопротивлении наряду с реактивной составляющей $X_{вх}$ появляется активная составляющая $R_{вх}$ и несколько изменяется характер зависимости $X_{вх}$ от длины линии. Закон изменения сопротивлений $X_{вх}$, $R_{вх}$ можно легко понять, если учесть, что любая линия в зависимости от своей длины эквивалентна последовательному или параллельному контуру, индуктивности или емкости, но для идеальной линии эквивалентные элементы не содержат активного сопротивления, а в случае реальной линии в них имеется сопротивление активных потерь.

Реактивная составляющая входного сопротивления линии резонансной длины ($x = \frac{\lambda}{4}, \frac{\lambda}{2}, \frac{3}{4}\lambda, \lambda \dots$), как в любой колебательной цепи при резонансе, равна нулю. Поэтому при длине реальной линии $x = \frac{\lambda}{2}, \lambda, \frac{3}{2}\lambda \dots$ реактивное входное сопротивление изменяет свой знак, проходя через нулевое значение, а не

через бесконечно большое, как в линии без потерь. Активная составляющая входного сопротивления реальной линии всегда положительна и имеет минимальную величину, когда линия эквивалентна последовательному контуру при резонансе ($x = \frac{\lambda}{4}, \frac{3}{4}\lambda, \frac{5}{4}\lambda \dots$), и максимальную величину, когда линия эквивалентна параллельному контуру при резонансе ($x = \frac{\lambda}{2}, \lambda, \frac{3}{2}\lambda \dots$).

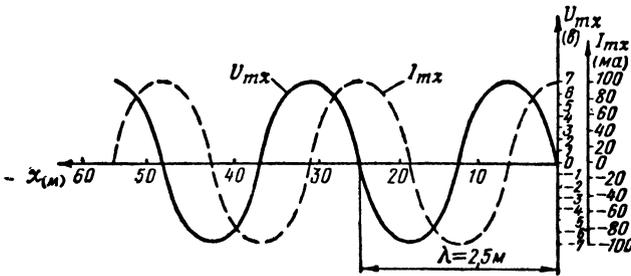
Короткозамкнутая линия

Напряжения и токи в короткозамкнутой линии. В короткозамкнутой линии сопротивление нагрузки $Z_2=0$ и соответственно напряжение на ней $\dot{U}_2 = \dot{I}_2 Z_2 = 0$. При этом условия уравнения для напряжения и тока (2.5) принимают вид

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_x &= j\dot{I}_2 \rho \sin \alpha x, \\ \dot{I}_x &= \dot{I}_2 \cos \alpha x. \end{aligned} \right\} \quad (2.19)$$

Имея в виду, что $j = e^{j\frac{\pi}{2}}$, а $\dot{I}_2 = I_{m2} e^{j\omega t}$, получаем

$$\begin{aligned} \dot{U}_x &= [I_{m2} \rho \sin \alpha x] e^{j\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)}; \\ \dot{I}_x &= [I_{m2} \cos \alpha x] e^{j\omega t}, \end{aligned}$$



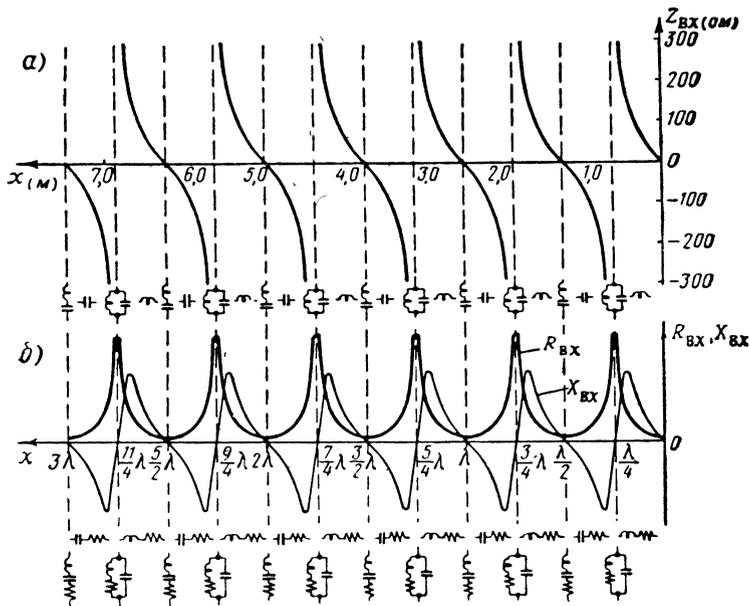
Фиг. 2.12. Изменения амплитуды напряжения и тока вдоль короткозамкнутой линии.

откуда мгновенные значения напряжения и тока

$$\left. \begin{aligned} u_x &= [I_{m2} \rho \sin \alpha x] \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = U_{mx} \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right), \\ i_x &= [I_{m2} \cos \alpha x] \sin \omega t = I_{mx} \sin \omega t. \end{aligned} \right\} \quad (2.20)$$

Это — уравнения стоячих волн. Сравнивая полученные системы уравнений (2.17), (2.20) и фиг. 2.10, 2.12, можно убедиться в том, что основное отличие между разомкнутой и короткозамкнутой линиями заключается в противоположном характере изменения

амплитудных значений напряжения и тока U_{mx} и I_{mx} , а именно: в тех точках разомкнутой линии, в которых наблюдаются пучность напряжения и узел тока, в короткозамкнутой линии имеют место пучность тока и узел напряжения. В частности, в конце короткозамкнутой линии напряжение равно нулю (узел напряжения), а ток имеет максимальную амплитуду (пучность тока).



Фиг. 2.13. Изменения входного сопротивления короткозамкнутой линии по ее длине.

а—линия без потерь, б—линия с потерями.

Стоячие волны в короткозамкнутой линии появляются по той же причине, что и в разомкнутой: в этих линиях отсутствует нагрузка, которая могла бы поглощать энергию падающей волны, вследствие чего от конца линии энергия полностью отражается к генератору и в линии образуются стоячие волны.

Входное сопротивление короткозамкнутой линии. Это сопротивление согласно формулам (2.19)

$$Z_{\text{вх}} = \frac{\dot{U}_x}{\dot{I}_x} = \frac{jI_2 \rho \sin ax}{I_2 \cos ax} = j\rho \operatorname{tg} ax. \quad (2.21)$$

На фиг. 2.13, а изображена зависимость входного сопротивления короткозамкнутой линии без потерь от ее длины согласно приведенной выше формуле, а фиг. 2.13, б отображает изменение активной и реактивной составляющих входного сопротивления линии с учетом потерь.

Так как в короткозамкнутой линии без потерь существуют только стоячие волны напряжения и тока, входное сопротивление такой линии имеет чисто реактивный характер. Если длина линии равна нечетному числу $\lambda/4$, то на входе ее получаются пучность напряжения и узел тока ($\dot{I}_x=0$), а входное сопротивление стремится к бесконечности. При длине короткозамкнутой линии, равной четному числу $\lambda/4$, на входе линии, как и на ее конце, наблюдаются пучность тока и узел напряжения, вследствие чего входное сопротивление равно нулю.

Переход от идеальной линии к реальной сделан по аналогии с разомкнутой линией.

Линия, замкнутая на реактивное сопротивление

Напряжения и токи в линии. В данном случае сопротивление нагрузки $Z_2=jX_2$, а напряжение в конце линии $\dot{U}_2=\dot{I}_2Z_2=\dot{I}_2jX_2$.

При этих исходных данных уравнения (2.5) могут быть записаны так:

$$\dot{U}_x = \dot{U}_2 \left(\cos \alpha x + j \frac{\rho}{jX_2} \sin \alpha x \right) = \dot{U}_2 \left(\cos \alpha x + \frac{\rho}{X_2} \sin \alpha x \right);$$

$$\dot{I}_x = \frac{\dot{U}_2}{\rho} \left(\frac{\rho}{jX_2} \cos \alpha x + j \sin \alpha x \right) = j \frac{\dot{U}_2}{\rho} \left(\sin \alpha x - \frac{\rho}{X_2} \cos \alpha x \right).$$

Введем в уравнения множитель $\frac{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}}{X_2}$:

$$\dot{U}_x = \dot{U}_2 \frac{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}}{X_2} \left(\frac{X_2}{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}} \cos \alpha x + \frac{\rho}{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}} \sin \alpha x \right);$$

$$\dot{I}_x = j \frac{\dot{U}_2}{\rho} \frac{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}}{X_2} \left(\frac{X_2}{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}} \sin \alpha x - \frac{\rho}{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}} \cos \alpha x \right).$$

Так как множители при $\sin \alpha x$ и $\cos \alpha x$ меньше единицы, то можно обозначить

$$\frac{X_2}{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}} = \cos b$$

и положить $b = \alpha l'$. Тогда

$$\sin \alpha l' = \sqrt{1 - \cos^2 \alpha l'} = \sqrt{1 - \frac{X_2^2}{X_2^2 + \rho^2}} = \frac{\rho}{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}}.$$

Следовательно,

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_x &= \dot{U}_2 \frac{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}}{X_2} (\cos \alpha l' \cos \alpha x + \sin \alpha l' \cdot \sin \alpha x) = \\ &= \dot{U}_2 \frac{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}}{X_2} \cos [\alpha (x - l')]; \\ \dot{I}_x &= j \frac{\dot{U}_2}{\rho} \frac{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}}{X_2} (\cos \alpha l' \sin \alpha x - \sin \alpha l' \cos \alpha x) = \\ &= j \frac{\dot{U}_2}{\rho} \frac{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}}{X_2} \sin [\alpha (x - l')]. \end{aligned} \right\} (2.22)$$

Сравнивая выражения напряжений и токов, которые выведены для линии, замкнутой на реактивное сопротивление,

$$\begin{aligned} \dot{U}_x &= \dot{U}_2 \frac{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}}{X_2} \cos [\alpha (x - l')], \\ \dot{I}_x &= j \frac{\dot{U}_2}{\rho} \frac{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}}{X_2} \sin [\alpha (x - l')], \end{aligned}$$

где

$$l' = \frac{b}{\alpha} = \frac{1}{\alpha} \arccos \frac{X_0}{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}},$$

с ранее выведенными уравнениями (2.16) для линии, разомкнутой на конце, можно заметить следующее:

а) линия, замкнутая на реактивное сопротивление, как и разомкнутая линия, работает в режиме стоячих волн;

б) амплитудные значения напряжений и тока в линии, замкнутой на реактивное сопротивление, больше, чем в разомкнутой,

в $\frac{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}}{X_2}$ раз;

в) распределение напряжения и тока вдоль линии, нагруженной на реактивное сопротивление, такое же, как в разомкнутой линии, длина которой меньше первой на величину l' .

Следовательно, в конце линии, замкнутой на реактивное сопротивление, напряжение и ток имеют промежуточные значения, а в конце разомкнутой линии находятся пучность напряжения и узел тока. Это и понятно: пучности и узлы напряжений и токов получаются только в резонансных сечениях, а в конце линии, замкнутой на реактивное сопротивление, резонанса быть не может.

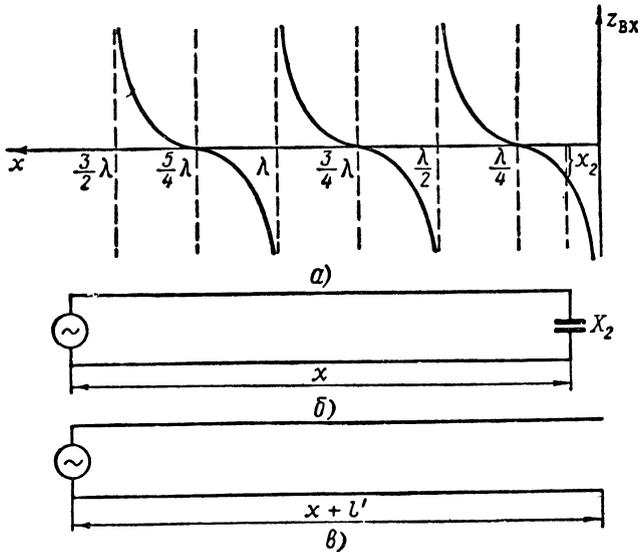
Входное сопротивление линии. В соответствии с формулами (2.22) входное сопротивление линии, нагруженной на реактивное сопротивление, равно

$$Z_{\text{вх}} = \frac{\dot{U}_x}{\dot{I}_x} = \frac{\dot{U}_2 \frac{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}}{X_2} \cos[\alpha(x-l')]}{j \frac{\dot{U}_2 \sqrt{X_2^2 + \rho^2}}{\rho} \sin[\alpha(x-l')]} =$$

$$= -j\rho \operatorname{ctg}[\alpha(x-l')]. \quad (2.23)$$

Как и следовало ожидать, входное сопротивление линии, разомкнутой на конце, и линии, замкнутой на реактивное сопротивление, одинаково при условии, если длина разомкнутой линии меньше длины соответствующей линии, нагруженной на реактивное сопротивление, на величину

$$l' = \frac{1}{\alpha} \arccos \frac{X_2}{\sqrt{X_2^2 + \rho^2}}.$$



Фиг. 2.14. Связь между входным сопротивлением линии, замкнутой на реактивное сопротивление, и входным сопротивлением линии, разомкнутой на конце.

Из этой формулы следует, что если линия нагружена на индуктивное сопротивление ($X_2 > 0$), то $l' > 0$, если же нагрузкой линии служит емкостное сопротивление ($X_2 < 0$), то $l' < 0$, т. е. для указанного перехода разомкнутая линия должна быть удлинена на l' .

К этим же выводам можно прийти, рассуждая таким образом. С увеличением длины разомкнутой линии от $x=0$ до $x=\frac{\lambda}{4}$ (фиг. 2.14, а) ее входное сопротивление уменьшается от ∞ до 0

и при этом имеет емкостный характер; следовательно, всегда имеется такое промежуточное сечение линии ($x=l'$), в котором ее входное сопротивление равно емкостному сопротивлению X_2 , и если отбросить часть разомкнутой линии длиной l' и замкнуть оставшуюся часть линии на это сопротивление X_2 , то режим работы должен сохраниться неизменным. Таким образом, линия длиной x , замкнутая на конденсатор с емкостным сопротивлением $X_2 < 0$ (фиг. 2. 14, б), имеет такое же входное сопротивление, как разомкнутая линия длиной $x+l'$ (фиг. 2. 14, в). Аналогично доказывается, что при $X_2 > 0$ длина эквивалентной разомкнутой линии меньше длины исходной линии с реактивной нагрузкой на величину l' .

Режим смешанных волн

Напряжения и токи в линии, замкнутой на произвольную нагрузку. Положим, что идеальная линия замкнута на активное сопротивление, не равное волновому, $R_2 \neq \rho$. Тогда $\dot{U}_2 = \dot{I}_2 R_2$.

Воспользуемся понятиями коэффициента бегущей волны, введенного А. А. Пистолькорсом, и коэффициента стоячей волны, введенного В. В. Татариновым. Коэффициентом бегущей волны $k_{б.в}$ называется меньшая из величин

$$\frac{\rho}{R_2} \text{ или } \frac{R_2}{\rho},$$

а коэффициентом стоячей волны $k_{с.в}$ — большая. Поэтому $k_{б.в}$ всегда меньше единицы, а $k_{с.в}$ — больше.

Рассмотрим сначала случай

$$R_2 > \rho,$$

для которого $k_{б.в} = \frac{\rho}{R_2}$, а $k_{с.в} = \frac{R_2}{\rho}$.

Введем в уравнения идеальной линии коэффициент бегущей волны $k_{б.в}$:

$$\begin{aligned} \dot{U}_x &= \dot{U}_2 \cos \alpha x + j \dot{I}_2 \rho \sin \alpha x = \dot{U}_2 \left(\cos \alpha x + j \frac{\rho}{R_2} \sin \alpha x \right) = \\ &= \dot{U}_2 \cos \alpha x + j \dot{U}_2 k_{б.в} \sin \alpha x; \\ \dot{I}_x &= \dot{I}_2 \cos \alpha x + j \frac{\dot{U}_2}{\rho} \sin \alpha x = \frac{\dot{U}_2}{R_2} \cos \alpha x + j \frac{\dot{U}_2}{\rho} \sin \alpha x = \\ &= \frac{\dot{U}_2}{\rho} k_{б.в} \cos \alpha x + j \frac{\dot{U}_2}{\rho} \sin \alpha x. \end{aligned}$$

Произведем замену $\cos \alpha x$ в уравнении для напряжения и $\sin \alpha x$ в уравнении для тока согласно очевидным равенствам

$$\begin{aligned} \cos \alpha x &= k_{б.в} \cos \alpha x + (1 - k_{б.в}) \cos \alpha x; \\ \sin \alpha x &= k_{б.в} \sin \alpha x + (1 - k_{б.в}) \sin \alpha x. \end{aligned}$$

Получим

$$\begin{aligned} \dot{U}_x &= \dot{U}_2 k_{6.B} (\cos \alpha x + j \sin \alpha x) + (1 - k_{6.B}) \dot{U}_2 \cos \alpha x; \\ \dot{i}_x &= \frac{\dot{U}_2}{\rho} k_{6.B} (\cos \alpha x + j \sin \alpha x) + j (1 - k_{6.B}) \frac{\dot{U}_2}{\rho} \sin \alpha x. \end{aligned}$$

Исходя из того, что линия питается генератором синусоидальной э. д. с.

$$\dot{U}_2 = U_{m2} e^{j\omega t}$$

и учитывая, что

$$\cos \alpha x + j \sin \alpha x = e^{j\alpha x} \quad \text{и} \quad j = e^{j\frac{\pi}{2}},$$

полученное выражение приводим к виду

$$\begin{aligned} \dot{U}_x &= U_{m2} k_{6.B} e^{j(\omega t + \alpha x)} + (1 - k_{6.B}) U_{m2} \cos \alpha x e^{j\omega t}; \\ \dot{i}_x &= \frac{U_{m2}}{\rho} k_{6.B} e^{j(\omega t + \alpha x)} + (1 - k_{6.B}) \frac{U_{m2}}{\rho} \sin \alpha x e^{j\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)}. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что мгновенные значения напряжения и тока

$$\left. \begin{aligned} u_x &= U_{m2} k_{6.B} \sin(\omega t + \alpha x) + [(1 - k_{6.B}) U_{m2} \cos \alpha x] \sin \omega t, \\ i_x &= \frac{U_{m2}}{\rho} k_{6.B} \sin(\omega t + \alpha x) + \left[(1 - k_{6.B}) \frac{U_{m2}}{\rho} \sin \alpha x \right] \times \\ &\quad \times \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right). \end{aligned} \right\} \quad (2.24)$$

Первое слагаемое представляет собой уравнение бегущих волн, а второе стоячих. Действительно, если линия работает на нагрузку

$$R_2 = \rho,$$

то

$$k_{6.B} = \frac{\rho}{R_2} = 1,$$

и остается только первое слагаемое, а если линия разомкнута на конце, то

$$R_2 = \infty,$$

$$k_{6.B} = \frac{\rho}{R_2} = 0,$$

и остается только второе слагаемое. Таким образом, в линии, замкнутой на активное сопротивление, не равное волновому, существуют одновременно бегущие и стоячие волны, причем последние выражены тем сильнее, чем меньше $k_{6.B}$, т. е. чем больше сопротивление нагрузки отличается от волнового.

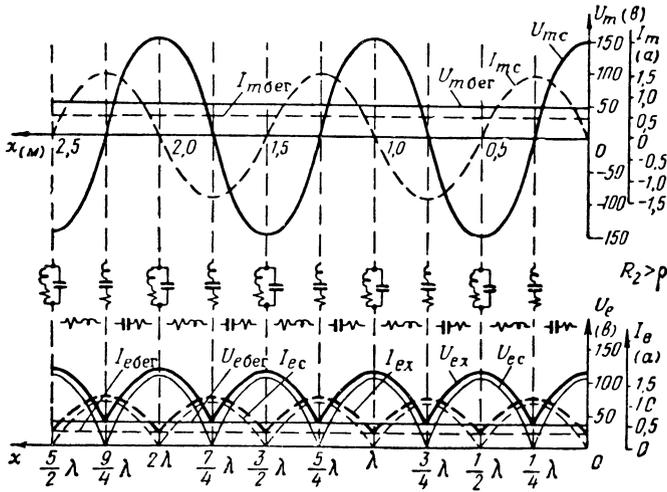
При $R_2 < \rho$ пользуются уравнениями, выраженными через ток I_{m2} в конце линии:

$$\left. \begin{aligned} u_x &= I_{m2} \rho k_{6.в} \sin(\omega t + \alpha x) + \\ &+ [I_{m2} \rho (1 - k_{6.в}) \sin \alpha x] \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right), \\ i_x &= I_{m2} k_{6.в} \sin(\omega t + \alpha x) + [I_{m2} (1 - k_{6.в}) \cos \alpha x] \sin \omega t, \end{aligned} \right\} (2.25)$$

где

$$k_{6.в} = \frac{R_2}{\rho}.$$

Эта система уравнений выводится так же, как предыдущая. Физический смысл обеих систем уравнений одинаков.



Фиг. 2.15. Изменения напряжения и тока вдоль линии, замкнутой на активное сопротивление $R_2 > \rho$.

Наличие смешанных волн в линии, замкнутой на сопротивление $R_2 \neq \rho$, объясняется так. Когда падающая волна достигает нагрузки, сопротивление для волны тока резко изменяется от волнового до $R_2 \neq \rho$, вследствие этого часть энергии падающей волны поглощается в нагрузке, что соответствует бегущей волне, а другая часть энергии отражается от нагрузки к генератору, создавая стоячие волны.

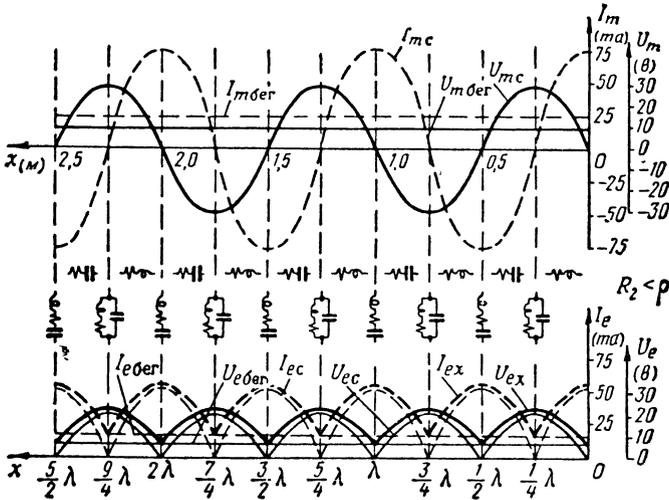
На фиг. 2.15 показано изменение вдоль линии следующих величин:

амплитудных значений напряжения	$U_{m\text{бег}}$	и тока	$I_{m\text{бег}}$	бегущей волны
"	"	"	$U_{m\text{с}}$	" $I_{m\text{с}}$ стоячей "
действующих	"	"	$U_{e\text{бег}}$	" $I_{e\text{бег}}$ бегущей "
"	"	"	$U_{e\text{с}}$	" $I_{e\text{с}}$ стоячей "
"	"	"	$U_{e\text{х}}$	" $I_{e\text{х}}$ результирующей волны

При расчете и построении графиков имелось в виду, что действующие значения напряжения и тока всегда положительны по знаку и меньше амплитудных значений в $\sqrt{2}$ раз, причем для результирующей волны эти величины определяются как геометрические суммы:

$$U_{ex} = \sqrt{U_{e\delta\sigma r}^2 + U_{e\epsilon c}^2}; \quad I_{ex} = \sqrt{I_{i\delta\sigma r}^2 + I_{i\epsilon c}^2}.$$

Характерно, что амплитудные и действующие значения напряжения и тока бегущей волны во всей линии имеют постоянную ве-



Фиг. 2.16. Изменения напряжения и тока вдоль линии, замкнутой на активное сопротивление $R_2 < \rho$.

личину, а те же значения напряжения и тока стоячей и результирующей волн непрерывно изменяются вдоль линии.

Графики рассчитаны для линии с исходными данными:

$$\rho = 100 \text{ ом}, \quad R_2 = 400 \text{ ом} \left(k_{6.в} = \frac{\rho}{R_2} = 0,25 \right),$$

$$\lambda = 1 \text{ м}, \quad U_{m2} = 200 \text{ в}.$$

Аналогичные графики для случая $R_2 < \rho$ ($\rho = 400 \text{ ом}, R_2 = 100 \text{ ом}, \lambda = 1 \text{ м}, I_{m2} = 100 \text{ ма}$) приведены на фиг. 2.16.

Минимальные действующие значения напряжения и тока соответствуют бегущим волнам, а максимальные — сумме бегущей и максимума стоячей волн. Отсюда на основании уравнения (2.24) находим, что при нагрузке, не согласованной с линией ($R_2 > \rho$), действующие значения напряжения изменяются от

$$U_{e\min} = \frac{k_{6.в} U_{m2}}{\sqrt{2}} = k_{6.в} U_{e\epsilon c}$$

до

$$U_{e \max} = \frac{U_{m2}}{\sqrt{2}} (k_{6.в} + 1 - k_{6.в}) = U_{e2},$$

а действующие значения тока — от

$$I_{e \min} = \frac{k_{6.в} U_{m2}}{\rho \sqrt{2}} = k_{6.в} \frac{U_{e2}}{\rho}$$

до

$$I_{e \max} = \frac{U_{m2}}{\rho \sqrt{2}} (k_{6.в} + 1 - k_{6.в}) = \frac{U_{e2}}{\rho}.$$

Следовательно,

$$\frac{U_{e \max}}{U_{e \min}} = \frac{I_{e \max}}{I_{e \min}} = \frac{1}{k_{6.в}} = k_{с.в},$$

т. е. коэффициент стоячей волны равен отношению действующих значений максимального напряжения (тока) к минимальному напряжению (току).

В случае $R_2 < \rho$ [уравнение (2.25)] соотношение для коэффициента стоячей волны

$$k_{с.в} = \frac{U_{e \max}}{U_{e \min}} = \frac{I_{e \max}}{I_{e \min}}$$

остается в силе. Разница заключается лишь в том, что при $R_2 > \rho$ на нагрузке напряжение больше, а ток меньше, чем в линии, тогда как при $R_2 < \rho$ в нагрузке ток больше, а напряжение меньше. В этом нетрудно убедиться, если учесть, что с увеличением сопротивления нагрузки линия приближается к разомкнутой, а с уменьшением линия более похожа на короткозамкнутую.

Если линия замкнута на произвольное сопротивление, имеющее активную и реактивную составляющие, то, поскольку условия распространения волн в конце линии резко изменяются, часть энергии падающей волны поглощается в нагрузке, а другая часть отражается от нее к генератору, и в линии образуются бегущие и стоячие волны. Полученные смешанные волны отличаются от волн в линии, замкнутой на активное сопротивление $R_2 \neq \rho$, тем, что в данном случае благодаря реактивной составляющей сопротивления нагрузки пучности и узлы напряжения и тока удалены от конца линии на расстояние, не кратное $\lambda/4$.

Входное сопротивление линии, замкнутой на произвольную нагрузку. Ток в конце линии, замкнутой на комплексное сопротивление Z_2 ,

$$i_2 = \frac{\dot{U}_2}{Z_2},$$

а поэтому в данном случае уравнения напряжения и тока, выведенные для идеальной линии, принимают вид

$$\dot{U}_x = \dot{U}_2 \cos \alpha x + j \dot{I}_2 \rho \sin \alpha x = \dot{U}_2 \left(\cos \alpha x + j \frac{\rho}{Z_2} \sin \alpha x \right);$$

$$\dot{I}_x = \dot{I}_2 \cos \alpha x + j \frac{\dot{U}_2}{\rho} \sin \alpha x = \frac{\dot{U}_2}{\rho} \left(\frac{\rho}{Z_2} \cos \alpha x + j \sin \alpha x \right).$$

Отсюда находим формулу входного сопротивления идеальной линии, замкнутой на комплексное сопротивление:

$$Z_{\text{вх}} = \frac{\dot{U}_x}{\dot{I}_x} = \rho \frac{\cos \alpha x + j \frac{\rho}{Z_2} \sin \alpha x}{\frac{\rho}{Z_2} \cos \alpha x + j \sin \alpha x} = \rho \frac{Z_2 + j \rho \operatorname{tg} \alpha x}{\rho + j Z_2 \operatorname{tg} \alpha x}. \quad (2.26)$$

Если в этой формуле сопротивления заменить проводимостями

$$Y_{\text{вх}} = \frac{1}{Z_{\text{вх}}}; \quad g_{\text{в}} = \frac{1}{\rho}; \quad Y_2 = \frac{1}{Z_2},$$

то

$$\frac{1}{Y_{\text{вх}}} = \frac{1}{g_{\text{в}}} \frac{1}{\frac{1}{Y_2} + j \frac{\operatorname{tg} \alpha x}{g_{\text{в}}}} = \frac{1}{g_{\text{в}}} \frac{g_{\text{в}} + j Y_2 \operatorname{tg} \alpha x}{Y_2 + j g_{\text{в}} \operatorname{tg} \alpha x},$$

т. е. формула входной проводимости линии аналогична формуле входного сопротивления той же линии:

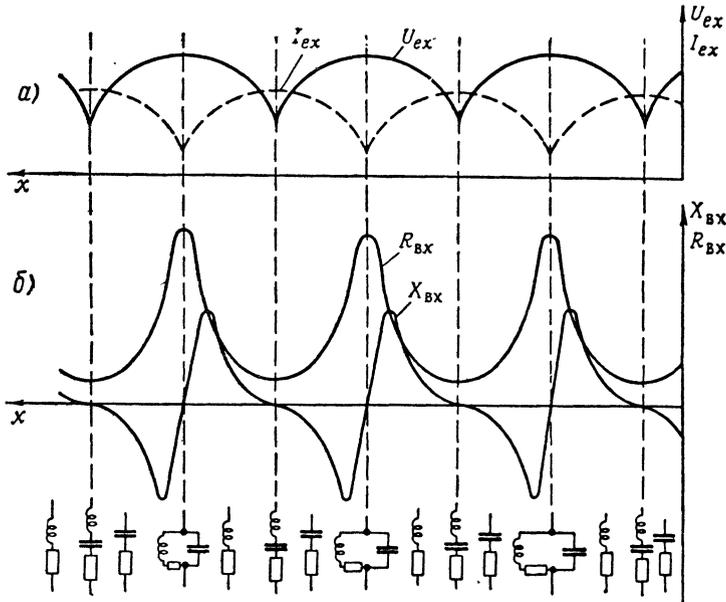
$$Y_{\text{вх}} = g_{\text{в}} \frac{Y_2 + j g_{\text{в}} \operatorname{tg} \alpha x}{g_{\text{в}} + j Y_2 \operatorname{tg} \alpha x}. \quad (2.27)$$

Таким образом, при комплексной нагрузке входное сопротивление линии имеет активную и реактивную составляющие. Этого следовало ожидать, так как согласно доказанному бегущим волнам соответствует входное сопротивление активного характера, стоячим — входное сопротивление реактивного характера, а в данном случае в линии существуют и бегущие и стоячие волны. Такая линия эквивалентна индуктивности или емкости с потерями, которые при резонансной длине x образуют реальный последовательный или параллельный контур (фиг. 2.17).

Последовательный резонанс имеет место в тех сечениях линии, в которых напряжение U_{ex} минимально, а ток I_{ex} максимален; при этом активная составляющая входного сопротивления $R_{\text{вх}}$ минимальна, а реактивная составляющая этого сопротивления $X_{\text{вх}}=0$. Параллельный резонанс получается в сечениях линии с максимальным напряжением U_{ex} и минимальным током I_{ex} , что соответствует максимальному $R_{\text{вх}}$ и $X_{\text{вх}}=0$.

При любой нагрузке обе составляющие входного сопротивления в конце линии равны соответствующим составляющим сопротивления нагрузки: $R_{\text{вх}}=R_2$ и $X_{\text{вх}}=X_2$. Поэтому в случае активной нагрузки ($X_2=0$) расстояние от конца линии до ближайшего сече-

ния, в котором происходит резонанс, равно $\lambda/4$, а при комплексной нагрузке, когда в конце линии нет резонанса, это расстояние l' не равно $\lambda/4$. Величина l' зависит от соотношения между активной и реактивной составляющими сопротивления нагрузки. В дальнейшем будет показано, что, зная расстояние от конца линии до



Фиг. 2. 17. Зависимость действующих значений напряжения и тока (а) и входного сопротивления линии (б) от ее длины при произвольной нагрузке.

ближайшего максимума или минимума напряжения (тока) и $k_{с.в.}$, можно определить величину составляющих сопротивления нагрузки.

Краткие выводы

1. Для бегущей волны тока линия представляет чисто активное сопротивление, равное волновому, а поэтому если линия замкнута на $R_2 = \rho$, то условия распространения волны в конце линии не нарушаются. Энергия падающей волны полностью поглощается в нагрузке, и в линии существуют только бегущие волны.

2. Если идеальная линия замкнута накоротко или разомкнута на конце, то условия распространения в конце линии резко изменяются, вследствие чего происходит полное отражение падающей волны к генератору. В результате возникают чисто стоячие волны и генератор никакой энергии не затрачивает. Это имеет место также в идеальной линии, замкнутой на реактивное сопротивление, так как последнее не поглощает энергии.

3. Если в линии имеются потери, то независимо от нагрузки некоторая бегущая волна от генератора компенсирует эти потери.

4. Если линия (в том числе и идеальная) замкнута на комплексную нагрузку или на активное сопротивление, не равное волновому, то в линии существуют и бегущие и стоячие волны. В данном случае часть энергии падающей волны поглощается в нагрузке (что соответствует бегущей волне), а другая часть отражается к генератору (что соответствует стоячей волне).

5. Входное сопротивление линии, работающей в режиме бегущих волн, — чисто активное и равно волновому. Если линия работает в режиме стоячих волн, то ее входное сопротивление имеет реактивный характер. При наличии бегущих и стоячих волн в линии ее входное сопротивление содержит активную и реактивную составляющие.

§ 5. КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ

Соотношение между амплитудами бегущей и стоячей волн характеризуется не только коэффициентами бегущей и стоячей волн, но и коэффициентом отражения.

Коэффициентом отражения называется отношение напряжения отраженной волны к напряжению падающей волны. Обозначим этот коэффициент \dot{p} — для произвольного сечения линии и \dot{p}_0 — для конца линии (фиг. 2. 18):

$$\dot{p} = \frac{\dot{U}_{x \text{ отр}}}{\dot{U}_{x \text{ пад}}} \quad \text{и} \quad \dot{p}_0 = \frac{\dot{U}_{2 \text{ отр}}}{\dot{U}_{2 \text{ пад}}}.$$

При решении телеграфных уравнений были получены соотношения (2. 11):

$$\dot{U}_{2c} = \dot{U}_2; \quad \dot{I}_{2c} = \dot{I}_2; \quad \dot{U}_{2p} = \rho \dot{I}_2; \quad \dot{I}_{2p} = \frac{\dot{U}_2}{\rho}.$$

Учитывая смысл индексов «с» и «р»¹, можно записать так:

$$1) \dot{U}_{2 \text{ пад}} + \dot{U}_{2 \text{ отр}} = \dot{U}_2; \quad 2) \dot{U}_{2 \text{ пад}} - \dot{U}_{2 \text{ отр}} = \rho \dot{I}_2;$$

$$3) \dot{I}_{2 \text{ пад}} + \dot{I}_{2 \text{ отр}} = \dot{I}_2; \quad 4) \dot{I}_{2 \text{ пад}} - \dot{I}_{2 \text{ отр}} = \frac{\dot{U}_2}{\rho}.$$

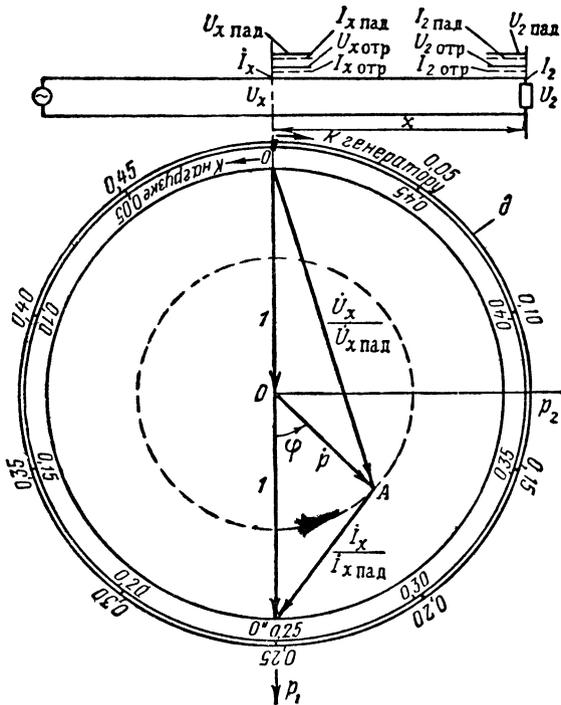
Складывая первое равенство со вторым и третье с четвертым, а затем вычитая из первого равенства второе и из третьего четвертое, получаем

$$\dot{U}_{2 \text{ пад}} = \frac{\dot{U}_2 + \rho \dot{I}_2}{2}; \quad \dot{I}_{2 \text{ пад}} = \frac{\dot{I}_2 + \frac{\dot{U}_2}{\rho}}{2};$$

¹ «с» — сумма напряжений (токов);

«р» — разность напряжений (токов) в падающей и отраженной волнах в конце линии.

$$\dot{U}_{2\text{отр}} = \frac{\dot{U}_2 - \rho \dot{I}_2}{2}; \quad \dot{I}_{2\text{отр}} = \frac{\dot{I}_2 - \frac{\dot{U}_2}{\rho}}{2}.$$



Фиг. 2.18. Векторная диаграмма напряжений и токов в двухпроводной линии.

Эти формулы позволяют убедиться в том, что

$$\frac{\dot{U}_{2\text{отр}}}{\dot{U}_{2\text{пад}}} = - \frac{\dot{I}_{2\text{отр}}}{\dot{I}_{2\text{пад}}},$$

и выразить коэффициент отражения \dot{p}_0 не только через напряжения, но и через токи падающей и отраженной волн:

$$\dot{p}_0 = \frac{\dot{U}_{2\text{отр}}}{\dot{U}_{2\text{пад}}} = - \frac{\dot{I}_{2\text{отр}}}{\dot{I}_{2\text{пад}}}. \quad (2.28)$$

В общем случае, когда сопротивление нагрузки имеет активную и реактивную составляющие, коэффициент отражения является

комплексной величиной, а следовательно, может быть представлен в виде

$$\dot{p}_0 = p_0 e^{j\varphi_1}, \quad (2.29)$$

где φ_1 — угол сдвига фаз между напряжениями (токами) отраженной и падающей волн на нагрузке, а p_0 — модуль коэффициента отражения, равный отношению абсолютных величин этих напряжений (токов).

Аналогично можно представить коэффициент отражения \dot{p} для произвольного сечения линии без потерь, если учесть следующие обстоятельства. За время движения падающей волны от сечения линии, расположенного на расстоянии x от ее конца, до нагрузки фаза волны отстает на угол αx , а следовательно, напряжение и ток изменяются соответственно от

$$\dot{U}_{x \text{ пад}} \text{ и } \dot{I}_{x \text{ пад}} \text{ до } \dot{U}_{2 \text{ пад}} = \dot{U}_{x \text{ пад}} e^{-j\alpha x} \text{ и } \dot{I}_{2 \text{ пад}} = \dot{I}_{x \text{ пад}} e^{-j\alpha x}.$$

В результате отражения от нагрузки напряжение и ток согласно выражению (2.28) изменяются от $\dot{U}_{2 \text{ пад}}$ и $\dot{I}_{2 \text{ пад}}$ до

$$\dot{U}_{2 \text{ отр}} = \dot{p}_0 \dot{U}_{2 \text{ пад}} = \dot{p}_0 \dot{U}_{x \text{ пад}} e^{-j\alpha x}$$

и

$$\dot{I}_{2 \text{ отр}} = -\dot{p}_0 \dot{I}_{2 \text{ пад}} = -\dot{p}_0 \dot{I}_{x \text{ пад}} e^{-j\alpha x}.$$

Наконец, после обратного движения отраженной волны до исходного сечения линии напряжение и ток становятся соответственно равными

$$\dot{U}_{x \text{ отр}} = \dot{U}_{2 \text{ отр}} e^{-j\alpha x} = \dot{p}_0 \dot{U}_{x \text{ пад}} e^{-j2\alpha x},$$

$$\dot{I}_{x \text{ отр}} = \dot{I}_{2 \text{ отр}} e^{-j\alpha x} = -\dot{p}_0 \dot{I}_{x \text{ пад}} e^{-j2\alpha x}.$$

Отсюда и из формулы (2.29) следует, что коэффициент отражения для сечения линии с координатой x равен

$$\dot{p} = \frac{\dot{U}_{x \text{ отр}}}{\dot{U}_{x \text{ пад}}} = -\frac{\dot{I}_{x \text{ отр}}}{\dot{I}_{x \text{ пад}}} = \dot{p}_0 e^{-j2\alpha x} = p_0 e^{j(\varphi_1 - 2\alpha x)}.$$

Таким образом, коэффициент отражения \dot{p} имеет модуль p_0 и фазовый угол $\varphi = \varphi_1 - 2\alpha x$, тогда как коэффициент отражения $\dot{p}_0 = p_0 e^{j\varphi_1}$ имеет тот же модуль p_0 , но фазовый угол φ_1 . Это объясняется тем, что в любом сечении линии без потерь отношение амплитуды напряжения отраженной волны к амплитуде напряжения падающей волны такое же, как в конце линии (p_0), а на фазовый угол φ влияет не только отражение волн от нагрузки (φ_1), но и отставание по фазе волн напряжения и тока в процессе их движения в прямом и обратном направлениях ($2\alpha x$).

Обозначив \dot{U}_x и \dot{I}_x — результирующее напряжение и ток на расстоянии x от конца линии, получаем

$$\frac{\dot{U}_x}{\dot{U}_{x \text{ пад}}} = \frac{\dot{U}_{x \text{ пад}} + \dot{U}_{x \text{ отр}}}{\dot{U}_{x \text{ пад}}} = 1 + \frac{\dot{U}_{x \text{ отр}}}{\dot{U}_{x \text{ пад}}} = 1 + \dot{p},$$

$$\frac{\dot{I}_x}{\dot{I}_{x \text{ пад}}} = \frac{\dot{I}_{x \text{ пад}} + \dot{I}_{x \text{ отр}}}{\dot{I}_{x \text{ пад}}} = 1 + \frac{\dot{I}_{x \text{ отр}}}{\dot{I}_{x \text{ пад}}} = 1 - \dot{p}.$$

Согласно полученным выражениям вектор $O'A = \frac{\dot{U}_x}{\dot{U}_{x \text{ пад}}}$ (см. фиг. 2.18) равен геометрической сумме единичного вектора $O'O$ и вектора $\vec{OA} = \dot{p}$, а $\vec{AO}'' = \frac{\dot{I}_x}{\dot{I}_{x \text{ пад}}}$ равен разности единичного вектора \vec{OO}'' того же направления, что и $\vec{O'O}$, и вектора \dot{p} . Последний получается при вращении вектора, длина которого равна модулю коэффициента отражения p_0 от исходного направления OO'' в положительном направлении, т. е. против часовой стрелки, на угол

$$\varphi = \varphi_1 - 2\alpha x.$$

С увеличением длины линии x угол φ уменьшается на $2\alpha x$, а поэтому вектор $\vec{OA} = \dot{p}$, а с ним и результирующие векторы $\frac{\dot{U}_x}{\dot{U}_{x \text{ пад}}}$ и $\frac{\dot{I}_x}{\dot{I}_{x \text{ пад}}}$ вращаются по часовой стрелке, описывая своими концами окружность. Полный оборот вектора коэффициента отражения соответствует длине $x = \frac{\lambda}{2}$, так как в данном случае

$$2\alpha x = 2 \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{2} = 2\pi.$$

Поэтому окружность ∂ с центром в точке O можно равномерно проградуировать по длине на $\lambda/2$ и эта шкала явится мерой длины линии. Такая периодичность шкалы согласуется с тем, что напряжение и ток в линии повторяются через отрезки в $\lambda/2$.

Так как увеличение координаты x означает движение от нагрузки к генератору, то на фиг. 2.18 направление по часовой стрелке обозначено «К генератору», а обратное направление — «К нагрузке».

Модуль коэффициента отражения p однозначно определяется коэффициентом стоячей (или бегущей) волны. Действительно, максимальное и минимальное напряжения в линии соответственно равны:

$$U_{e \text{ max}} = |U_{e \text{ пад}}| + |U_{e \text{ отр}}| = |U_{e \text{ пад}}| + p |U_{e \text{ пад}}| = |U_{e \text{ пад}}| (1 + p);$$

$$U_{e \text{ min}} = |U_{e \text{ пад}}| - |U_{e \text{ отр}}| = |U_{e \text{ пад}}| - p |U_{e \text{ пад}}| = |U_{e \text{ пад}}| (1 - p).$$

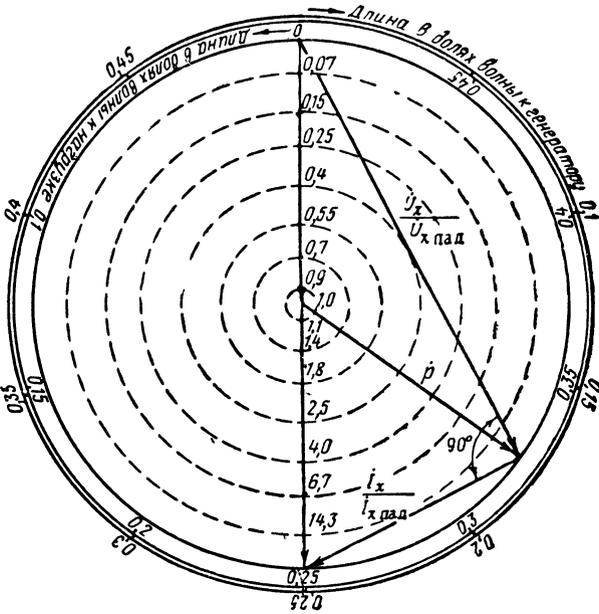
Следовательно, коэффициент стоячей волны равен

$$k_{c.в} = \frac{U_{e \text{ max}}}{U_{e \text{ min}}} = \frac{1 + p}{1 - p}, \quad (2.30)$$

а коэффициент отражения зависит только от $k_{б.в}$ или $k_{с.в}$:

$$p = \frac{k_{с.в} - 1}{1 + k_{с.в}} = \frac{\frac{1}{k_{б.в}} - 1}{1 + \frac{1}{k_{б.в}}} = \frac{1 - k_{б.в}}{k_{б.в} + 1}. \quad (2.31)$$

Отсюда делаем вывод, что так как окружность, описываемая концом вектора \vec{p} при вращении вокруг центра диаграммы, соответствует определенному значению коэффициента отражения,



Фиг. 2.19. Векторная и круговая диаграммы, соответствующие режиму стоячих волн в двухпроводной линии.

а этот коэффициент однозначно связан с $k_{с.в}$ или $k_{б.в}$, то *окружности, описанные вокруг центра диаграммы, являются геометрическим местом точек с постоянными $k_{с.в}$ и $k_{б.в}$. Величины $k_{с.в}$ и $k_{б.в}$ отсчитываются у пересечения с вертикальной осью диаграммы (фиг. 2.19).*

Центру диаграммы соответствует коэффициент отражения $p=0$ или $k_{с.в}=k_{б.в}=1$ согласно формуле (2.30). Из диаграммы видно, что в этом случае $\frac{\dot{U}_x}{U_{x \text{ пад}}} = 1$ и $\frac{\dot{I}_x}{I_{x \text{ пад}}} = 1$, т. е. в линии имеются только падающие (бегущие) волны.

Внешняя окружность диаграммы описывается при коэффициенте отражения $p=1$, коэффициенте стоячей волны

$$k_{с.в} = \frac{1+p}{1-p} = \infty$$

и коэффициенте бегущей волны $k_{б.в} = \frac{1}{k_{с.в}} = 0$.

Следовательно, внешней окружности соответствует режим стоячих волн.

Доказательством этого является также то, что при $p=1$ векторы напряжения $\frac{\dot{U}_x}{\dot{U}_{x \text{ пад}}}$ и тока $\frac{\dot{I}_x}{\dot{I}_{x \text{ пад}}}$ взаимно перпендикулярны, как стороны вписанного треугольника, опирающиеся на диаметр.

Итак, чем интенсивнее стоячие и слабее бегущие волны в линии, тем больше радиус окружности, описываемой концами векторов напряжения и тока при движении вдоль линии.

§ 6. УРАВНЕНИЯ КРИВЫХ, ОБРАЗУЮЩИХ КРУГОВЫЕ ДИАГРАММЫ ПОЛНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

Круговые диаграммы, впервые предложенные советским специалистом А. Р. Вольпертом, устанавливают связь между активной и реактивной составляющими входного сопротивления линии, ее электрической длиной (отношением геометрической длины к длине волны), сопротивлением нагрузки и коэффициентом отражения (или $k_{с.в}$ и $k_{б.в}$). Круговые диаграммы имеют большое практическое значение: они значительно упрощают расчет элементов согласования линии передачи.

Основой для построения круговой диаграммы является коэффициент отражения \dot{p} и связанная с ним векторная диаграмма напряжений и токов в линии. Эта векторная диаграмма позволяет построить семейство кривых, каждая из которых соответствует определенному значению активной $R_{вх}$ или реактивной $X_{вх}$ составляющих полного входного сопротивления линии:

$$Z_{вх} = R_{вх} + jX_{вх}.$$

Полученные кривые образуют круговую диаграмму полных сопротивлений. Для того чтобы диаграмму сделать применимой к линиям с любым волновым сопротивлением, эти кривые строят с расчетом на нормированные сопротивления, т. е. отнесенные к волновому сопротивлению линии:

$$z_{вх} = \frac{Z_{вх}}{\rho}; \quad r_{вх} = \frac{R_{вх}}{\rho}; \quad x_{вх} = \frac{X_{вх}}{\rho}.$$

Коэффициент отражения \dot{p} , как всякое комплексное число, может быть представлен двумя проекциями на взаимно перпендикулярные оси действительных чисел (p_1) и мнимых чисел (p_2):

$$\dot{p} = p_1 + jp_2.$$

Этот же коэффициент можно выразить через составляющие входного сопротивления. Так как полное входное сопротивление линии равно

$$Z_{\text{вх}} = \frac{\dot{U}_x}{I_x} = \frac{\dot{U}_{x \text{ пад}} + \dot{U}_{x \text{ отр}}}{\dot{I}_{x \text{ пад}} + \dot{I}_{x \text{ отр}}} = \frac{\dot{U}_{x \text{ пад}}(1 + \dot{p})}{\dot{I}_{x \text{ пад}}(1 - \dot{p})} = \rho \frac{1 + \dot{p}}{1 - \dot{p}},$$

то нормированная величина входного сопротивления

$$z_{\text{вх}} = \frac{Z_{\text{вх}}}{\rho} = \frac{1 + \dot{p}}{1 - \dot{p}} = \frac{1 + p_1 + j p_2}{1 - p_1 - j p_2}.$$

Выразив $z_{\text{вх}}$ через активную и реактивную составляющие, получим

$$r_{\text{вх}} + j x_{\text{вх}} = \frac{1 + p_1 + j p_2}{1 - p_1 - j p_2}.$$

Отсюда после ряда преобразований найдем уравнения кривых нормированной активной и реактивной составляющих входного сопротивления линии:

$$\left(p_1 - \frac{r_{\text{вх}}}{1 + r_{\text{вх}}}\right)^2 + p_2^2 = \left(\frac{1}{1 + r_{\text{вх}}}\right)^2; \quad (2.32)$$

$$(1 - p_1)^2 + \left(p_2 - \frac{1}{x_{\text{вх}}}\right)^2 = \left(\frac{1}{x_{\text{вх}}}\right)^2. \quad (2.33)$$

§ 7. СВОЙСТВА КРУГОВЫХ ДИАГРАММ ПОЛНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ

Отметим характерные свойства круговых диаграмм полных сопротивлений на основании уравнений (2.32) и (2.33) и фиг. 2.20, на которой одновременно показаны круговые диаграммы, построенные в системе координат $p_1 - p_2$, и исходная векторная диаграмма напряжений и токов в линии передачи, подобная изображенной на фиг. 2.18.

1. Вертикальная осевая линия круговых диаграмм соответствует углам $\varphi = 0$ и $\varphi = 180^\circ$ векторной диаграммы. В этих положениях векторы напряжения и тока совпадают по фазе, причем при $\varphi = 0$ напряжение $\frac{\dot{U}_x}{\dot{U}_{x \text{ пад}}}$ максимально и ток $\frac{\dot{I}_x}{\dot{I}_{x \text{ пад}}}$ минимален, а при $\varphi = 180^\circ$ напряжение минимально и ток максимален.

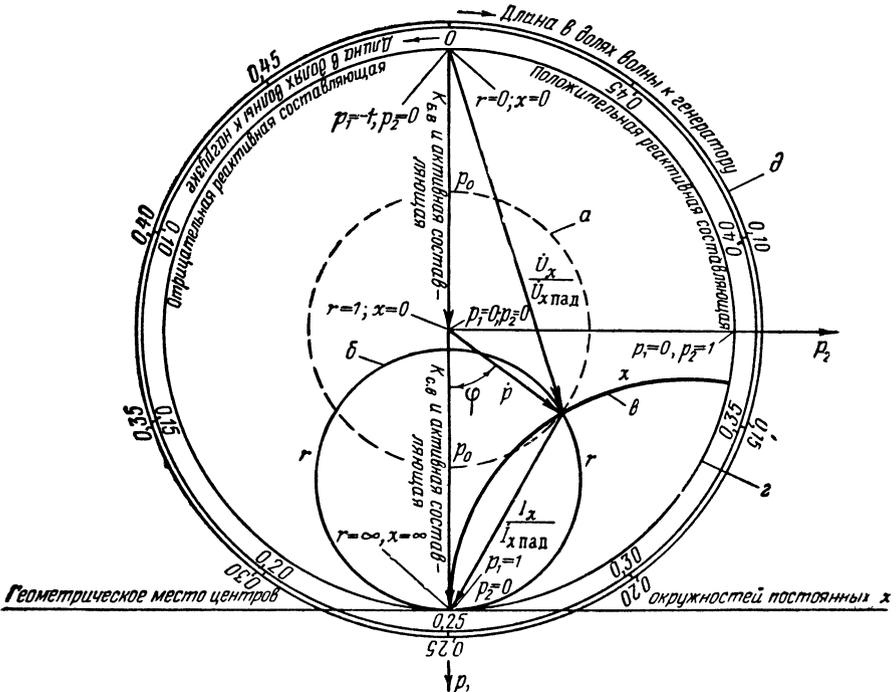
Отсюда следует вывод, что вдоль вертикальной линии круговой диаграммы реактивная составляющая входного сопротивления $x_{\text{вх}} = 0$, а активная составляющая $r_{\text{вх}}$ изменяется от нуля (верхняя точка) до бесконечности (нижняя точка). В средней точке диаграммы вектор коэффициента отражения $\dot{p} = 0$, а поэтому векторы $\frac{\dot{I}_x}{\dot{I}_{x \text{ пад}}}$ и

$\frac{\dot{U}_x}{\dot{U}_{x \text{ пад}}}$ равны между собой и совпадают по фазе, что соответствует нормированному входному сопротивлению

$$z_{\text{вх}} = r_{\text{вх}} + jx_{\text{вх}} = \frac{\dot{U}_x}{\dot{U}_{x \text{ пад}}} : \frac{i_x}{i_{x \text{ пад}}} = 1 + j0$$

или

$$r_{\text{вх}} = 1 \text{ и } x_{\text{вх}} = 0.$$



Фиг. 2.20. Связь между векторной диаграммой напряжений и токов двухпроводной линии и круговой диаграммой полных сопротивлений.

К этому же выводу можно прийти и на основании уравнений (2.32) и (2.33). Если в эти уравнения подставить координаты центра круговой диаграммы $p_1 = 0$ и $p_2 = 0$, то получим

$$\left(\frac{r_{\text{вх}}}{1 + r_{\text{вх}}} \right)^2 = \left(\frac{1}{1 + r_{\text{вх}}} \right)^2$$

и

$$1 + \frac{1}{x_{\text{вх}}^2} = \frac{1}{x_{\text{вх}}^2},$$

что соответствует

$$r_{\text{вх}} = 1 \text{ и } x_{\text{вх}} = 0.$$

При подстановке в уравнения (2.32) и (2.33) координат верхней точки O диаграммы $p_1 = -1$ и $p_2 = 0$ находим

$$\left(1 + \frac{r_{\text{вх}}}{1 + r_{\text{вх}}}\right)^2 = \left(\frac{1}{1 + r_{\text{вх}}}\right)^2$$

и

$$(1 + 1)^2 + \left(\frac{1}{x_{\text{вх}}}\right)^2 = \left(\frac{1}{x_{\text{вх}}}\right)^2,$$

откуда

$$r_{\text{вх}} = 0, \quad x_{\text{вх}} = 0.$$

Уравнения (2.32), (2.33) после подстановки в них координат нижней точки круговой диаграммы ($p_1 = 1, p_2 = 0$) принимают вид

$$\left(1 - \frac{r_{\text{вх}}}{1 + r_{\text{вх}}}\right)^2 = \left(\frac{1}{1 + r_{\text{вх}}}\right); \quad \left(\frac{1}{1 + r_{\text{вх}}}\right) = \left(\frac{1}{1 + r_{\text{вх}}}\right)^2$$

и

$$\left(\frac{1}{x_{\text{вх}}}\right)^2 = \left(\frac{1}{x_{\text{вх}}}\right)^2.$$

Эти тождества показывают, что по мере приближения к нижней точке круговой диаграммы активная и реактивная составляющие входного сопротивления линии стремятся к бесконечности.

Таким образом, по вертикальной осевой линии круговой диаграммы откладывается нормированная активная составляющая входного сопротивления, которая в верхней точке диаграммы имеет $r_{\text{вх}} = 0$, в средней $r_{\text{вх}} = 1$ и в нижней $r_{\text{вх}} = \infty$.

2. Если учесть, что при $r_{\text{вх}} = \frac{R_{\text{вх}}}{\rho} < 1$ эта величина равна $k_{\text{с.в}}$,

а при $r_{\text{вх}} = \frac{R_{\text{вх}}}{\rho} > 1$ выражает $k_{\text{с.в}}$, то подтверждается, что по верхней половине вертикальной линии круговой диаграммы производится отсчет $k_{\text{с.в}}$, а по нижней — $k_{\text{с.в}}$, причем эти коэффициенты равны нормированной активной составляющей входного сопротивления линии передачи.

3. Сравнивая выражения (2.32) и (2.33) с известным уравнением окружности, центр которой имеет координаты $x = a$ и $y = b$, а радиус равен R ,

$$(x - a)^2 + (y - b)^2 = R^2,$$

можно убедиться в том, что кривые, соответствующие постоянным значениям активной и реактивной составляющих входного сопротивления линии, представляя собой окружности, причем первая окружность имеет радиус $\frac{1}{1 + r_{\text{вх}}}$ и координаты центра

$$p_1 = \frac{r_{\text{вх}}}{1 + r_{\text{вх}}}, \quad p_2 = 0,$$

а вторая окружность имеет радиус $\frac{1}{x_{\text{вх}}}$ и координаты центра $p_1=1$ и $p_2=\frac{1}{x_{\text{вх}}}$.

Следовательно, центры окружностей b (см. фиг. 2. 20), соответствующих постоянным значениям $r_{\text{вх}}$, расположены по вертикальной оси ($p_2=0$), а центры окружностей b , построенных для постоянных значений $x_{\text{вх}}$, находятся на горизонтальной линии, касательной к нижней точке круговой диаграммы ($p_1=1$).

Эти окружности проходят через нижнюю точку диаграммы, доказательством чего может служить то, что сумма радиуса окружности, соответствующей постоянному значению $r_{\text{вх}}$, и координаты p_1 ее центра равны единице:

$$\frac{r_{\text{вх}}}{1+r_{\text{вх}}} + \frac{1}{1+r_{\text{вх}}} = 1,$$

а радиус окружности, соответствующей постоянному значению $x_{\text{вх}}$, и координата ее центра p_2 равны между собой.

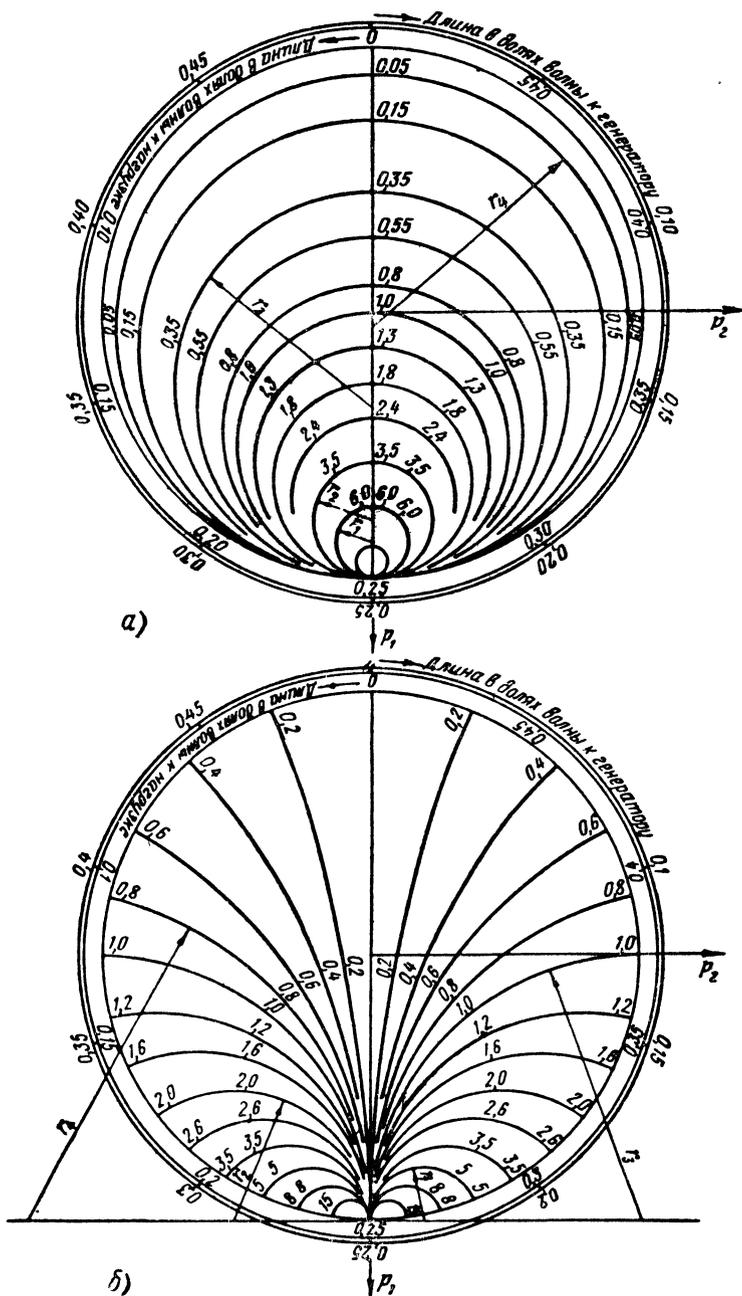
Величина $r_{\text{вх}}$ отсчитывается по точке пересечения соответствующей окружности b с вертикальной линией диаграммы; эта же величина указывается в двух других точках окружности по обе стороны от вертикальной линии, как изображено на фиг. 2. 21, а. Здесь для примера указаны радиусы нескольких окружностей постоянных значений нормированной активной составляющей входного сопротивления линии: радиусу r_1 соответствует $r_{\text{вх}}=k_{\text{с.в}}=6$; радиусу r_2 соответствует $r_{\text{вх}}=k_{\text{с.в}}=3,5$; радиусу r_3 соответствует $r_{\text{вх}}=k_{\text{б.в}}=0,35$ и радиусу r_4 соответствует $r_{\text{вх}}=k_{\text{б.в}}=0,05$.

Величина $x_{\text{вх}}$ отсчитывается по цифрам, нанесенным на промежуточную точку соответствующей кривой b и у точки пересечения этой кривой с окружностью z (фиг. 2. 20, 2. 21, б).

4. Судя по координате центра окружности знаки у $x_{\text{вх}}$ и $p_2=\frac{1}{x_{\text{вх}}}$ совпадают, т. е. справа от вертикальной оси диаграммы ($p_2>0$) находится область положительных реактивных сопротивлений, а слева ($p_2<0$)—область отрицательных реактивных сопротивлений.

К этому же выводу можно прийти исходя из векторной диаграммы (фиг. 2. 20). Справа от вертикальной оси вектор тока $\frac{i_x}{I_x \text{ пад}}$ отстает по фазе от вектора напряжения $\frac{\dot{U}_x}{\dot{U}_x \text{ пад}}$, а слева от этой оси вектор тока опережает по фазе вектор напряжения.

5. Согласно формулам (2. 26) и (2. 27) имеется полная аналогия между входным сопротивлением и входной проводимостью линии передачи. На этом основании диаграмма полных сопротивлений может быть полностью использована в качестве диаграммы



Фиг. 2.21. Круговые диаграммы активной (а) и реактивной (б) составляющих полного сопротивления двухпроводной линии.

полной проводимости, но для этого сопротивление нагрузки следует заменить проводимостью. Кривые активной составляющей входного сопротивления будут соответствовать активной составляющей входной проводимости, а кривые реактивной составляющей входного сопротивления — кривым реактивной составляющей входной проводимости, если учесть, что индуктивное сопротивление $j\omega L$ имеет такой же знак, как емкостная проводимость $j\omega C$, а емкостное сопротивление $\frac{1}{j\omega C} = -j\frac{1}{\omega C}$ совпадает по знаку

с индуктивной проводимостью $\frac{1}{j\omega L} = -j\frac{1}{\omega L}$. Например, на фиг. 2.21, б радиусу окружности r_1 соответствует нормированное индуктивное сопротивление $x_{вх} = 5$ или нормированная емкостная проводимость $b_{вх} = 5$, а радиусу r_4 соответствует нормированное емкостное сопротивление $x_{вх} = -0,8$ или нормированная индуктивная проводимость $b_{вх} = -0,8$.

Попутно заметим, что в верхней точке диаграммы полных сопротивлений $r_{вх} = 0$ и в той же точке диаграммы полных проводимостей $g_{вх} = 0$, т. е. в первом случае эта точка отражает короткое замыкание в линии, а во втором — разомкнутую цепь. Аналогично в диаграмме полных сопротивлений нижняя точка ($r_{вх} = \infty$) соответствует разрыву цепи в данном сечении линии, а в диаграмме полных проводимостей та же точка соответствует короткому замыканию ($g_{вх} = \infty$). Диаграмма подтверждает, что эти точки смещены вдоль линии передачи на $\lambda/4$.

В конце книги на вклейке изображены круговые диаграммы сопротивлений и проводимостей длинной линии.

§ 8. ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ПЕРЕДАЧУ ЛИНИЕЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ЭНЕРГИИ

При передаче высокочастотной энергии стремятся к тому, чтобы потери энергии в линии были минимальными. Эффективность работы линии зависит от ряда факторов.

Положим, что линия длиной l работает в режиме бегущих волн. В этом случае вследствие затухания между напряжением U_{m1} и током I_{m1} в начале реальной линии и напряжением U_{m2} и током I_{m2} в конце линии существует следующая зависимость:

$$U_{m2} = U_{m1} e^{-\beta l}, \quad \text{а} \quad I_{m2} = I_{m1} e^{-\beta l}.$$

Отсюда следует, что мощности колебаний в начале и в конце линии соответственно равны

$$P_1 = \frac{U_{m1} I_{m1}}{2}, \quad P_2 = \frac{U_{m2} I_{m2}}{2} = \frac{U_{m1} I_{m1}}{2} e^{-2\beta l} = P_1 e^{-2\beta l}.$$

κ , п. д. линии равен отношению мощности на нагрузке, включенной в конце линии, к мощности, подводимой к началу линии:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = e^{-2\beta l} = \frac{1}{e^{2\beta l}}. \quad (2.34)$$

Физический смысл формулы очевиден: чем больше коэффициент затухания линии и больше ее длина, тем больше потери в линии и меньше ее к. п. д.

Подобное уменьшение к. п. д. особенно резко сказывается при больших $k_{с.в}$. С увеличением коэффициента стоячей волны усиливается отраженная волна, и для обеспечения требуемой мощности в нагрузке, равной разности мощностей падающей и отраженной волн, нужно увеличить интенсивность этих колебаний. В результате возрастают потери в линии.

Наличие стоячих волн в линиях передачи имеет и другие вредные последствия. За счет появления стоячих волн увеличивается рабочее напряжение в линии, а это требует повышения электрической прочности. При перенапряжениях резко увеличиваются потери в диэлектрике и уменьшается предельная мощность, которую можно передать при помощи линии. Докажем это.

В несогласованной линии (см. фиг. 2.15—2.17) максимуму напряжения $U_{e \max}$ соответствует минимум тока $I_{e \min}$. Следовательно, мощность, передаваемая в этом сечении,

$$P = U_{e \max} I_{e \min}.$$

Так как минимальные ток $I_{e \min}$ и напряжение $U_{e \min}$ получаются за счет бегущей волны, то

$$I_{e \min} = \frac{U_{e \min}}{\rho},$$

а

$$P = U_{e \max} I_{e \min} = \frac{U_{e \max} U_{e \min}}{\rho}.$$

Учитывая соотношение

$$U_{e \min} = \frac{U_{e \max}}{k_{с.в}},$$

находим, что

$$P = \frac{U_{e \max}^2}{\rho k_{с.в}}.$$

Если $U_{e \max}$ равно пробивному напряжению изоляции линии, то этим определяется максимальная мощность, допустимая для передачи по линии:

$$P_{\text{доп}} = \frac{U_{e \text{ проб}}^2}{\rho} \frac{1}{k_{с.в}}. \quad (2.35)$$

Полученное выражение показывает, что, во-первых, допустимая мощность максимальна в режиме бегущих волн ($k_{с.в} = 1$), а с увеличением коэффициента стоячих волн предельная мощность, передаваемая по линии, уменьшается; во-вторых, при заданной передаваемой мощности увеличение $k_{с.в}$ влечет за собой увеличение максимальной амплитуды напряжения, а это требует повышения

электрической прочности линии и связано с увеличением потерь в диэлектрике.

Весьма важным фактором, также определяющим необходимость устранения стоячих волн в линии передачи, является нарушение устойчивости частоты и мощности колебаний генератора за счет реактивной составляющей входного сопротивления линии.

Таким образом, согласование линии передачи с нагрузкой и генератором с целью установления режима бегущих волн имеет большое практическое значение.

§ 9. СОГЛАСОВАНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЙ В ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ

Согласование генераторов с линией заключается в том, что при помощи согласующего элемента входное сопротивление нагруженной линии со стороны генератора делается активным, численно равным оптимальному эквивалентному сопротивлению колебательной системы генератора. Согласование линии с антенной заключается в том, что при помощи согласующего устройства входное сопротивление антенны со стороны линии делается активным, равным волновому сопротивлению линии. Аналогично разрешается согласование других элементов антенной системы.

Согласующее устройство выполняется в виде трансформатора сопротивлений или реактивного шунта. Наиболее употребительными согласующими устройствами являются: четвертьволновый трансформатор, полуволновая линия, экспоненциальная линия, одиночный шлейф и двухшлейфовый трансформатор. Здесь под шлейфом понимается отрезок длиной линии.

Все согласующие линии можно практически считать идеальными, так как длина их мала по сравнению с длиной основной линии и потери в согласующих устройствах весьма незначительны. Поэтому во всех последующих выводах входное сопротивление замкнутой и разомкнутой согласующих линий принимается чисто реактивным.

Согласование при помощи четвертьволнового трансформатора

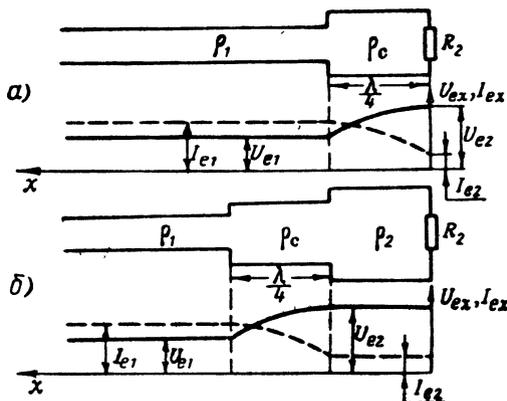
Четвертьволновый трансформатор представляет собой отрезок коаксиальной или двухпроводной линии длиной $x = \lambda/4$, который вводится последовательно в основную линию передачи.

На фиг. 2. 22, а показано включение четвертьволновой линии с волновым сопротивлением ρ_c между основной линией с волновым сопротивлением ρ_1 и антенной с сопротивлением R_2 . В данном случае

$$\alpha x = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{4} = \frac{\pi}{2}$$

и сопротивление нагрузки $Z_2 = R_2$. Поэтому входное сопротивление четвертьволновой линии ($\rho = \rho_c$) согласно формуле (2. 26)

$$Z_{\text{вх}} = \rho \frac{Z_2 + j\rho \operatorname{tg} ax}{\rho + jZ_2 \operatorname{tg} ax} = \rho_c \frac{\frac{Z_2}{\operatorname{tg} ax} + j\rho_c}{\frac{\rho_c}{\operatorname{tg} ax} + jZ_2} = \rho_c \frac{\frac{R_2}{\operatorname{tg} \frac{\pi}{2}} + j\rho_c}{\frac{\rho_c}{\operatorname{tg} \frac{\pi}{2}} + jR_2} = \frac{\rho_c^2}{R_2}. \quad (2.36)$$



Фиг. 2.22. Согласование сопротивлений при помощи четвертьволновой линии.

Для согласования данное сопротивление должно быть равно волновому сопротивлению главной линии

$$Z_{\text{вх}} = \rho_1,$$

а следовательно,

$$\rho_c = \sqrt{\rho_1 R_2}. \quad (2.37)$$

Таким образом, для согласования основной линии с нагрузкой волновое сопротивление четвертьволновой линии должно быть равно среднему геометрическому между волновым сопротивлением основной линии ρ_1 и сопротивлением нагрузки R_2 . Следовательно, если $R_2 < \rho_1$, то волновое сопротивление вспомогательной линии должно быть меньше волнового сопротивления основной линии, а при $R_2 > \rho_1$ соотношение между волновыми сопротивлениями основной и вспомогательной линий должно быть обратным.

На фиг. 2.22, б показано согласование двух линий с волновыми сопротивлениями ρ_1 и ρ_2 , причем $\rho_1 < \rho_2$ и поэтому $\rho_1 < \rho_c < \rho_2$.

Физический смысл согласования при помощи четвертьволновой линии заключается в том, что за счет стоячих волн на одном конце этой линии получают максимум напряжения и минимум тока (параллельный резонанс), а на другом конце — минимум напряжения и максимум тока (последовательный резонанс). При полном согласовании эти напряжения и токи должны точно соответ-

ствовать сопротивлениям цепей, подключенных к соответствующим концам четвертьволновой линии; тем самым осуществляется трансформация сопротивлений.

При согласовании по схеме фиг. 2. 22, а должны быть обеспечены равенства

$$\rho_1 = \frac{U_{e1}}{I_{e1}} \quad \text{и} \quad R_2 = \frac{U_{e2}}{I_{e2}}.$$

Так как

$$U_{e2} > U_{e1}, \quad \text{а} \quad I_{e2} < I_{e1},$$

то соблюдается неравенство

$$\rho_1 < R_2.$$

Аналогично в схеме фиг. 2. 22, б имеют место соотношения

$$\rho_1 = \frac{U_{e1}}{I_{e1}} < \rho_2 = \frac{U_{e2}}{I_{e2}},$$

так как

$$U_{e2} > U_{e1}, \quad \text{а} \quad I_{e2} < I_{e1}.$$

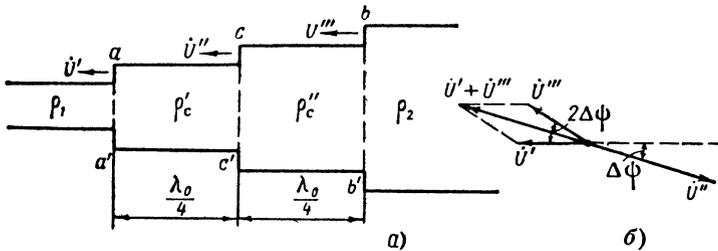
При соблюдении этих условий в основных линиях получаются бегущие волны. Наличие стоячих волн в согласующих линиях практически не связано с потерями энергии, так как длина согласующих линий значительно меньше длины основных линий. Это относится и к другим согласующим устройствам.

Сущность согласования при помощи четвертьволнового трансформатора объясняют также по-другому. Волны, идущие от генератора к нагрузке, отражаются как от начала, так и от конца согласующего трансформатора, причем в начале трансформатора обе отраженные волны складываются в противофазе, поскольку одна из них проходит дополнительное расстояние в $\lambda/2$ (от начала четвертьволнового участка к его концу и обратно). При правильном подборе волнового сопротивления ρ_c согласующего отрезка волны, отраженные от его начала и конца, имеют одинаковую амплитуду и тогда в основной линии сохраняются только бегущие волны.

Широкополосные четвертьволновые трансформаторы сопротивлений

Четвертьволновый трансформатор является узкополосным согласующим устройством, так как при отклонении длины волны λ от среднего значения λ_0 электрическая длина согласующего отрезка уже не равна $\lambda/4$. В связи с этим в основной линии, кроме бегущей волны, появляются стоячие волны, а входное сопротивление линии становится комплексным. Для расширения полосы пропускания согласующее устройство составляют из нескольких трансформаторов, каждый из которых имеет длину $\lambda_0/4$. Если, например, согласование производят при помощи двух четвертьволновых трансформаторов (фиг. 2. 23, а), то волновые сопротивления

отрезков трансформатора ρ'_c и ρ''_c подбирают с таким расчетом, чтобы от сечений $a-a'$ и $b-b'$ волны отражались с одинаковой амплитудой, а от сечения $c-c'$ — вдвое большей. Поскольку волна от $a-a'$ до $b-b'$ и обратно проходит путь $2 \frac{\lambda_0}{2} = \lambda_0$, то волны, отраженные от $a-a'$ и $b-b'$, совпадают по фазе и складываются. Вместе с тем они полностью компенсируются волной, отраженной от сечения $c-c'$, так как путь от $a-a'$ до $c-c'$ и обратно равен $2 \frac{\lambda_0}{4} = \frac{\lambda_0}{2}$, что соответствует сдвигу по фазе на 180° .



Фиг. 2.23. Согласование сопротивлений при помощи двух четвертьволновых трансформаторов.

Примерно так же компенсируются в основной линии волны, отраженные от элементов согласующего трансформатора, при длине волны, не равной среднему значению ее λ_0 . Пусть длина волны передаваемых колебаний $\lambda < \lambda_0$. Тогда каждый участок трансформатора имеет длину, несколько большую, чем $\lambda/4$. Это позволяет сказать, что отраженные волны суммируются в сечении $a-a'$ следующим образом (фиг. 2.23, б): волна \dot{U}''' , отраженная от $c-c'$, отстает по фазе на угол $180^\circ + \Delta\phi$, а волна \dot{U}'''' , отраженная от $b-b'$, отстает на угол $2(180^\circ + \Delta\phi) = 360^\circ + 2\Delta\phi$ относительно волны \dot{U}' , отраженной от $a-a'$. В результате суммарное напряжение $\dot{U}' + \dot{U}''''$ оказывается почти в противофазе с напряжением \dot{U}''' , и так как $\dot{U}'' = 2\dot{U}' = 2\dot{U}''''$, то отраженные волны почти полностью компенсируют друг друга.

Расчеты показывают, что для согласования в диапазоне частот волновые сопротивления трансформирующих переходов должны удовлетворять равенствам

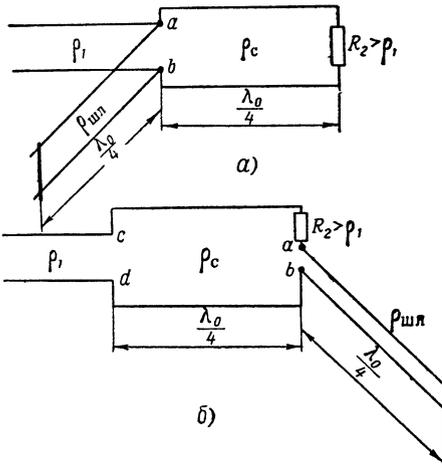
$$\rho'_c = \sqrt{\rho_1 \rho_2} \quad \text{и} \quad \rho''_c = \sqrt{\rho_2 \rho_1} \quad (2.38)$$

Существуют другие схемы расширения полосы пропускания четвертьволновых трансформаторов. Одна из этих схем показана на фиг. 2.24, а. К низкоомному концу четвертьволнового трансформатора ($a-b$) подключен короткозамкнутый шлейф длиной $\lambda_0/4$. Для волны λ_0 входное сопротивление этого шлейфа в сечении

$a-b$ настолько велико, что шлейф практически не влияет на согласование основной линии, имеющей волновое сопротивление ρ_1 , с нагрузкой R_2 . Теперь допустим, что длина волны передаваемых колебаний $\lambda < \lambda_0$. Тогда длина трансформирующего участка оказывается больше, чем $\lambda/4$, и так как этот участок замкнут на сопротивление $R_2 > \rho_c$, то согласно фиг. 2.15 во входном сопротивлении участка, кроме активной составляющей, появляется реактивная составляющая индуктивного характера. Эта составляющая компенсируется емкостным сопротивлением, вносимым шлейфом в сечение $a-b$. Емкостный характер сопротивления обусловлен тем, что электрическая длина шлейфа стала больше, чем $\lambda/4$. Таким образом, основная линия оказывается нагруженной на активное сопротивление, близкое к ее волновому сопротивлению ρ_1 . Аналогично происходит согласование при отклонении длины волны λ в сторону увеличения от λ_0 .

Если реактивный шунт вводится с высокоомного конца четвертьволнового трансформатора, то используется шлейф длиной $\lambda_0/4$, который разомкнут на конце и включен последовательно в схему (см. фиг. 2.24, б). На волне λ_0 входное сопротивление шлейфа

(между $a-b$) практически равно нулю и согласование сопротивлений происходит так, как в простейшем трансформаторе. Если же длина волны λ станет больше λ_0 , то входное сопротивление шлейфа приобретет емкостный характер, поскольку электрическая длина шлейфа меньше, чем $\lambda/4$, и за счет этого нагрузка согласующей линии станет комплексной. Благодаря появлению емкостной составляющей в сопротивлении нагрузки и тому, что длина трансформирующего участка стала меньше $\lambda/4$, входное сопротивление этого участка в $c-d$ сохраняется активным, как при последовательном резонансе, и близким к волновому сопротивлению ρ_1 .



Фиг. 2.24. Широкополосные четвертьволновые трансформаторы.

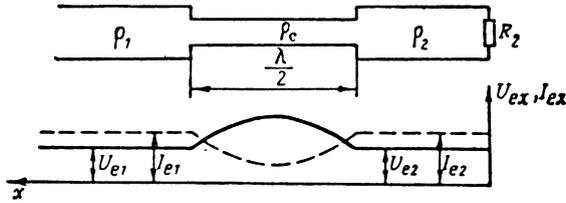
$a-c$ — параллельно включенным короткозамкнутым шлейфом, $b-d$ — последовательно включенным разомкнутым шлейфом.

Согласование при помощи полуволновой линии

Такой способ согласования основан на том, что в сечениях линии, находящихся на расстоянии $\lambda/2$, напряжения, как и токи, численно равны, но противоположны по знаку. Поэтому полуволновая линия независимо от ее волнового сопротивления может быть применена для согласования цепей с равными сопротивлениями

(фиг. 2.25). В линию передачи можно последовательно включать отрезки линии любого поперечного сечения, если длина каждого отрезка кратна $\lambda/2$. В данном случае соблюдаются равенства

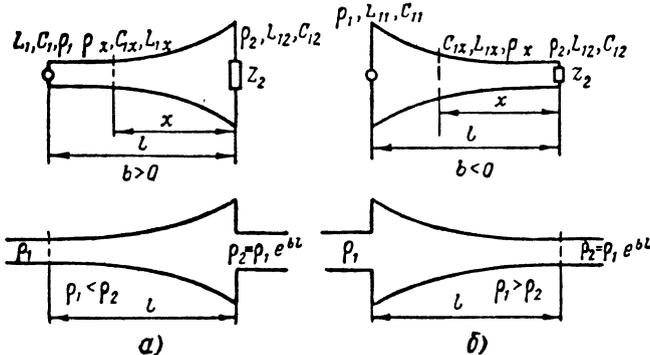
$$\rho_1 = \frac{U_{e1}}{I_{e1}} = \rho_2 = \frac{U_{e2}}{I_{e2}}.$$



Фиг. 2.25. Согласование сопротивлений при помощи полуволновой линии.

Согласование при помощи экспоненциальной линии

Экспоненциальной называется линия, волновое сопротивление которой изменяется по длине согласно экспоненциальному закону (фиг. 2.26). Это достигается изменением расстояния между проводами линии или их диаметра и соответственно изменением погонной индуктивности и емкости линии по ее длине.



Фиг. 2.26. Экспоненциальная линия.

а—как повышающий трансформатор, б—как понижающий трансформатор.

Если экспоненциальная линия имеет волновое сопротивление ρ_1 , погонную индуктивность L_{11} и емкость C_{11} в начале; ρ_x , L_{1x} , C_{1x} — на расстоянии x от конца и ρ_2 , L_{12} , C_{12} — в конце, то

$$L_{1x} = L_{12}e^{-bx}; \quad C_{1x} = C_{12}e^{bx};$$

$$\rho_x = \sqrt{\frac{L_{1x}}{C_{1x}}} = \sqrt{\frac{L_{12}e^{-bx}}{C_{12}e^{bx}}} = \sqrt{\frac{L_{12}}{C_{12}}} e^{-bx} = \rho_2 e^{-bx},$$

где b — коэффициент, характеризующий степень изменения параметров вдоль линии.

Если $b > 0$, то по мере увеличения x (по мере движения от конца линии к ее началу) расстояние между проводами уменьшается, погонная емкость увеличивается и соответственно волновое сопротивление уменьшается (фиг. 2. 26, а). При $b < 0$ линия сужается в обратном направлении — от начала к концу и в этом же направлении уменьшается ее волновое сопротивление (см. фиг. 2. 26, б).

В начале экспоненциальной линии ($x=l$) волновое сопротивление

$$\rho_1 = \sqrt{\frac{L_{11}}{C_{11}}} = \sqrt{\frac{L_{12}e^{-bl}}{C_{12}e^{bl}}} = \rho_2 e^{-bl}.$$

Отсюда

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = e^{bl},$$

а длина экспоненциальной линии

$$l = \frac{1}{b} \ln \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{2,3}{b} \lg \frac{\rho_2}{\rho_1}. \quad (2. 39)$$

Изменение волнового сопротивления по длине экспоненциальной линии позволяет использовать ее для согласования сопротивлений. Предположим, что требуется устранить отражение волн при переходе от одного участка линии передачи с волновым сопротивлением ρ_1 к другому с волновым сопротивлением ρ_2 . Это можно осуществить включением промежуточной экспоненциальной линии, волновое сопротивление которой в начале равно ρ_1 , а в конце ρ_2 .

Физическая сущность согласования при помощи экспоненциальной линии заключается в том, что по мере увеличения ее волнового сопротивления амплитуда напряжения увеличивается, а амплитуда тока уменьшается, тогда как в однородной идеальной линии, работающей в режиме бегущих волн, амплитуды напряжения и тока остаются неизменными. Отсюда следует вывод, что экспоненциальная линия является трансформатором сопротивлений.

Эффективность такого согласования в значительной мере зависит от степени изменения волнового сопротивления по длине линии. Чем меньше коэффициент b , т. е. чем более плавно изменяются параметры линии, тем меньше отражение энергии в процессе ее распространения по линии и тем ближе $k_{с.в}$ к единице. Если же погонные параметры изменяются очень резко, что наблюдается при большом коэффициенте трансформации ρ_1/ρ_2 и малой длине линии, то распространение энергии по экспоненциальной линии становится практически невозможным.

Параметр b выбирают исходя из допустимого коэффициента стоячей волны $k_{с.в}$ при максимальной длине волны рабочего диапазона λ_{\max} :

$$|b| = \frac{8\pi}{\lambda_{\max}} k_{с.в}. \quad (2. 40)$$

Эта формула согласуется с тем, что чем меньше допустимый $k_{с.в}$ и больше длина волны λ_{\max} , тем меньше должен быть параметр b и, следовательно, больше длина линии l [см. (2.39)].

Имеются стандартные экспоненциальные линии следующих типов: ТФ2 $\frac{700}{350}$ — трансформатор фидерный двухпроводный, с коэффициентом трансформации $\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{700}{350}$; ТФ4 $\frac{300}{600}$ — трансформатор фидерный четырехпроводный, $\rho_1 = 300$ ом, $\rho_2 = 600$ ом; ТФ4П $\frac{340}{208}$ — трансформатор фидерный четырехпроводный приемный, коэффициент трансформации $\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{340}{208}$.



Фиг. 2.27. Согласующая линия с линейно изменяющимися параметрами.

На практике, особенно в диапазоне сверхвысоких частот, широко применяются отрезки линий, поперечные размеры которых изменяются по линейному закону (фиг. 2.27). При достаточно большой длине такие линии обеспечивают согласование сопротивлений, близкое по эффективности к согласованию при помощи экспоненциальной линии.

Впервые экспоненциальная линия была применена Г. З. Айзенбергом для согласования диапазонных антенн.

Согласование при помощи одиночного шлейфа

В открытых двухпроводных линиях применяется согласование линии с нагрузкой при помощи разомкнутого или короткозамкнутого шлейфа, как показано на фиг. 2.28. Такой способ согласования был предложен В. В. Татариновым.

Как известно, за счет стоячих волн в несогласованной линии имеются такие сечения, в которых максимальному напряжению $U_{e \max}$ соответствует минимальный ток $I_{e \min}$ и на расстоянии $\lambda/4$ находится сечение, в котором напряжение $U_{e \min}$ и ток $I_{e \max}$. В этих резонансных сечениях реактивная составляющая входного сопротивления меняет знак, и, следовательно, входное сопротивление чисто активное (см. фиг. 2.17). В том сечении линии, в котором напряжение максимально, входное сопротивление равно

$$R_{вх} = \frac{U_{e \max}}{I_{e \min}} = \frac{U_{e \max}}{U_{e \min}} \frac{U_{e \min}}{I_{e \min}}.$$

Так как $U_{e \min}$ и $I_{e \min}$ соответствуют бегущей волне, то

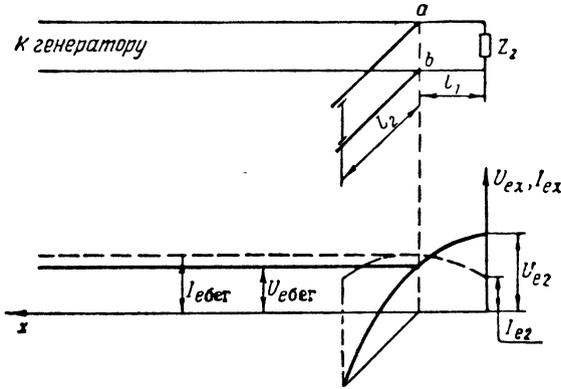
$$\frac{U_{e \min}}{I_{e \min}} = \rho.$$

Учитывая также, что

$$k_{с.в} = \frac{I_{e \max}}{I_{e \min}} = \frac{U_{e \max}}{U_{e \min}},$$

получаем

$$R_{вх} = R_{вх \max} = \frac{U_{e \max}}{U_{e \min}} \rho = k_{с.в} \rho.$$



Фиг. 2.28. Согласование сопротивлений при помощи одиночного короткозамкнутого шлейфа.

В сечении линии с минимальным напряжением

$$R_{вх \min} = \frac{U_{e \min}}{I_{e \max}} = \frac{U_{e \min}}{I_{e \min}} \frac{I_{e \min}}{I_{e \max}} = \frac{\rho}{k_{с.в}}.$$

Таким образом, на данном отрезке линии длиной $\lambda/4$ активная составляющая входного сопротивления изменяется в пределах от $R_{вх \min} < \rho$ до $R_{вх \max} > \rho$.

Следовательно, в каком-либо промежуточном сечении ab (фиг. 2.28), в которое и включается шлейф, сопротивление

$$R_{вх} = \rho$$

или входная проводимость

$$g_{вх} = \frac{1}{\rho} = g_{в}.$$

Но в этом сечении нет резонанса, а поэтому в нем имеется еще реактивная составляющая входной проводимости $jb_{вх}$ основной линии. Длину l_2 шлейфа выбирают с таким расчетом, чтобы его входная проводимость, которая имеет чисто реактивный характер, была численно равна и противоположна по знаку $b_{вх}$. Тогда вся основная часть линии от генератора до сечения ab замкнута

на активную нагрузку, проводимость которой равна волновой g_b , благодаря чему в этой части линии имеются только бегущие волны с напряжением $U_{e \text{ бег}}$ и током $I_{e \text{ бег}}$.

Принципиально шлейф может быть как разомкнутой, так и короткозамкнутой линией, но чаще применяют короткозамкнутую линию, так как можно использовать имеющуюся в ней перемычку в качестве механической опоры. Кроме того, потери в короткозамкнутой линии меньше, чем в разомкнутой. В целях уменьшения размеров и потерь в шлейфе длину его, как правило, устанавливают меньшей, чем $\lambda/4$.

Входное сопротивление короткозамкнутого шлейфа длиной $l_2 < \frac{\lambda}{4}$ имеет индуктивный характер, а поэтому он включается по ту сторону линии от сечения с максимумом напряжения, в которой входное сопротивление линии имеет емкостный характер. Разомкнутый шлейф включают по другую сторону линии на равном расстоянии от сечения с $U_{e \text{ max}}$.

Физический смысл применения одиночного шлейфа заключается в том, что отраженная от нагрузки волна замыкается через шлейф; затем отражается от его короткозамкнутого (или разомкнутого) конца и возвращается вновь к нагрузке, не попадая в основную часть линии, включенную между генератором и шлейфом. Таким образом, стоячие волны существуют только в шлейфе и в той части линии, которая расположена между шлейфом и нагрузкой. Очевидно, что шлейф следует включать по возможности ближе к нагрузке.

Согласование при помощи двух шлейфов

В связи с трудностью осуществления подвижных шлейфов в коаксиальных линиях в качестве согласующего устройства этих линий применяется система, предложенная советским ученым Г. Я. Михельсоном, которая состоит из двух неподвижных шлейфов, замыкаемых накоротко подвижными плунжерами (фиг. 2. 29).

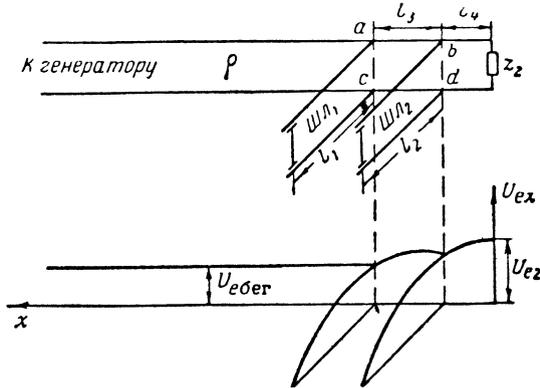
Обычно расстояние между шлейфами l_3 равно $\lambda/8$ или $\frac{3}{8} \lambda$.

Согласование заключается в том, что в месте подключения шлейфа Шл₁ к основной линии активная составляющая входной проводимости $g_{вх}$ всей цепи, обращенной к нагрузке (с учетом шунтирующего действия шлейфов), устанавливается равной волновой проводимости линии $g_b = \frac{1}{\rho}$, а реактивная составляющая той же цепи компенсируется противоположной по знаку реактивной проводимостью первого шлейфа Шл₁. При этом основная линия от генератора до сечения $a-c$ работает в режиме бегущих волн.

Как видно, шлейф Шл₁ выполняет те же функции, что и подвижный шлейф на фиг. 2. 28. Различие между этими системами заключается в том, что в схеме с одиночным шлейфом условие его

подключения к сечению с $g_{вх}=g_{в}$ достигалось передвижением шлейфа, а в данном случае — изменением длины l_2 шлейфа Шл₂.

Часть линии от сечения bd , обращенную к нагрузке Z_2 , можно заменить входной проводимостью, которая в общем случае имеет комплексный характер. Теперь мысленно отбросим эту часть линии. Нагрузка оставшейся линии оказывается сконцентрированной в сечении $b—d$. Так как шлейф Шл₂ эквивалентен реактивной проводимости, то с его включением изменяется соотношение между активной и реактивной составляющими проводимости нагрузки



Фиг. 2.29. Согласование сопротивлений при помощи двухкороткозамкнутых шлейфов.

(в сечении $b—d$), а от этого соотношения, как известно (§ 4, гл. II), зависит положение резонансных сечений на линии. Следовательно, изменяя l_2 , можно сместить положение максимума и минимума входной проводимости настолько, что промежуточное значение $R_{вх}=\rho$ окажется в сечении $a—c$, где включен шлейф Шл₁. Это и требуется для согласования.

В данном случае (см. фиг. 2.29) стоячие волны устанавливаются в обоих шлейфах и в небольшой части основной линии, обращенной к нагрузке от сечения $a—c$.

При помощи круговых диаграмм можно вычислить длину шлейфов, необходимую для согласования.

§ 10. СРАВНЕНИЕ ЛИНИЙ РАЗЛИЧНЫХ КОНСТРУКЦИИ

В соответствии с формулами погонной индуктивности и емкости *двухпроводной линии* (2.1) волновое сопротивление такой линии

$$\rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln \frac{a}{r_1},$$

а при воздушном заполнении между проводами ($\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м}$,

$$\epsilon = \epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 10^9} \text{ ф/м})$$

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \ln \frac{a}{r_1} = \frac{1}{\pi} \sqrt{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 4\pi \cdot 10^9} \cdot 2,3 \lg \frac{a}{r_1} = \\ &= \frac{120\pi}{\pi} 2,3 \lg \frac{a}{r_1} = 276 \lg \frac{a}{r_1}. \end{aligned} \quad (2.41)$$

Это сопротивление не может быть меньше 200 *ом*, так как минимальное расстояние между проводами линии $a=5 r_1$. Воздушные двухпроводные линии, применяемые на практике, обычно имеют волновое сопротивление 300—650 *ом*.

Четырехпроводный фидер за счет увеличения погонной емкости имеет меньшее волновое сопротивление, чем соответствующая двухпроводная линия. Волновое сопротивление стандартного приемного четырехпроводного фидера $\rho=208$ *ом*.

Для воздушной четырехпроводной линии

$$\rho = 138 \lg \frac{a}{\sqrt{2} r_1}, \quad (2.42)$$

где a — минимальное расстояние между проводами;
 r_1 — радиус провода.

Экранированные двухпроводные фидеры благодаря диэлектрическому заполнению имеют меньшее волновое сопротивление, чем открытые линии. В диапазоне УКВ некоторое применение находят экранированные двухпроводные линии с волновым сопротивлением $\rho=200$ *ом*.

Коаксиальная линия согласно формулам (2.2) имеет волновое сопротивление

$$\rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \ln \frac{D}{d},$$

а при воздушном заполнении

$$\rho = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \ln \frac{D}{d} = \frac{120\pi}{2\pi} \ln \frac{D}{d} = 60 \cdot 2,3 \lg \frac{D}{d} = 138 \lg \frac{D}{d}. \quad (2.43)$$

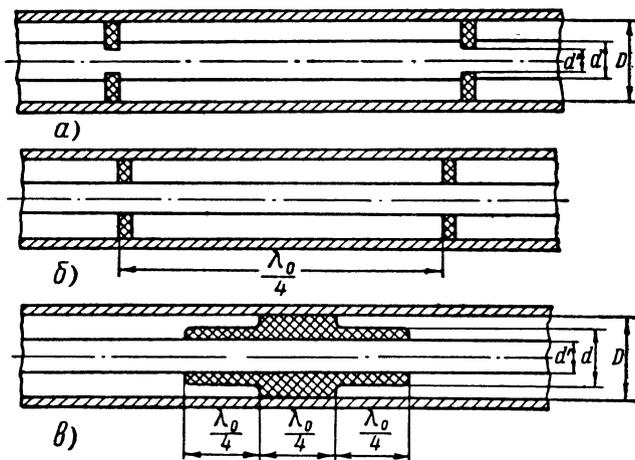
Применяемые на практике коаксиальные линии имеют волновое сопротивление $\rho=40 \div 150$ *ом*. Наименьшие потери в коаксиальной линии получаются при отношении $\frac{D}{d}=3,6$, что соответ-

ствует волновому сопротивлению $\rho = \frac{76,8}{\sqrt{\varepsilon/\varepsilon_0}}$, а наибольшая электрическая прочность получается при меньших значениях: $\frac{D}{d}=2,7$

и $\rho = \frac{59,6}{\sqrt{\varepsilon/\varepsilon_0}}$ *ом*. Это определило величины волнового сопротивления коаксиальных кабелей, выпускаемых нашей промышленностью, РК-1 ($\rho=77$ *ом*), РК-3 ($\rho=75$ *ом*), РК-6 ($\rho=52$ *ом*), РК-19 ($\rho=52$ *ом*).

В зависимости от способа фиксации взаимного расположения проводов различают *коаксиальные линии с шайбами, с твердым диэлектриком и с металлическими изоляторами.*

В линиях с шайбами провода изготовляют из красной меди и латуни, а шайбы — из керамики. Вся конструкция линии жесткая. В таких линиях большое значение имеет состояние токонесущих поверхностей, так как загрязнение и увеличение сопротивления проводов вызывают не только возрастание потерь, но и уве-



Фиг. 2. 30. Опорные шайбы коаксиальной линии.

личивают вероятность пробоя. В связи с этим токонесущие поверхности линии серебрят, а иногда пространство между проводами заполняют инертным газом под небольшим давлением.

В месте расположения опорных шайб волновое сопротивление линии за счет заполнения ее диэлектриком с относительной постоянной ϵ/ϵ_0 уменьшается согласно формуле

$$\rho = \frac{138}{\sqrt{\epsilon/\epsilon_0}} \lg \frac{D}{d}.$$

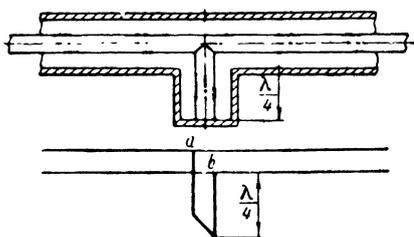
Для того чтобы это не нарушало режим бегущих волн в линии, опорным шайбам придают определенный профиль или размещают их вдоль линии на определенном расстоянии. Например, используют шайбы, внутренний диаметр которых d' настолько меньше диаметра внутреннего провода d (фиг. 2. 30, а), что соблюдается постоянство волнового сопротивления вдоль всей линии:

$$\frac{138}{\sqrt{\epsilon/\epsilon_0}} \lg \frac{D}{d'} = 138 \lg \frac{D}{d}.$$

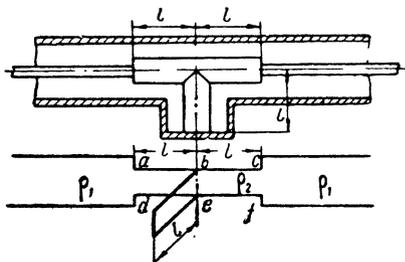
Другой способ заключается в использовании тонких опорных шайб, каждая пара которых находится на расстоянии $\lambda_0/4$

(фиг. 2. 30, б), благодаря чему волны, отраженные от одной шайбы, компенсируются волнами, отраженными от другой.

На фиг. 2. 30, в показана опорная шайба, состоящая из трех участков длиной $\lambda_0/4$ каждый. Наружный диаметр d крайних участков шайбы подбирают с таким расчетом, чтобы эти участки играли роль четвертьволновых трансформаторов, согласующих коаксиальную линию на участке, не содержащем шайбы, и на среднем участке опорной шайбы. Размеры шайбы легко определить, если учесть, что волновое сопротивление четвертьволнового трансформатора должно быть равно среднему геометрическому из волновых сопротивлений согласуемых участков линии.



Фиг. 2. 31. Коаксиальная линия с металлическим изолятором.



Фиг. 2. 32. Коаксиальная линия с диэлектрическим изолятором.

Коаксиальные линии с твердым диэлектриком отличаются гибкостью и по конструкции имеют много общего с экранированной двухпроводной линией. Между внутренним относительно тонким проводом и внешним, изготовленным в виде оплетки и медных жил, находится твердый и вместе с тем достаточно эластичный диэлектрик с малыми потерями (например, полистирол, полиэтилен). Внешний провод защищен от механического повреждения и коррозии оболочкой из хлорвиниловой пластмассы. Наполнение диэлектриком должно быть весьма плотным во избежание появления воздушных включений.

В коаксиальной линии с металлическими изоляторами взаимное расположение проводов жестко фиксируется при помощи четвертьволновых короткозамкнутых шлейфов длиной $\lambda/4$ (фиг. 2. 31). Физический смысл применения металлического изолятора заключается в том, что в короткозамкнутой линии возникают стоячие волны с пучностью напряжения ($U_{e \max}$) и узлом тока ($I_{e \min}$) в точках ab подключения к основной линии, что равнозначно бесконечно большому входному сопротивлению. Благодаря этому энергия из основной линии не ответвляется в шлейф.

Следует иметь в виду, что четвертьволновая короткозамкнутая линия является изолятором только при определенной частоте. Отклонение рабочей частоты сопровождается уменьшением его входного сопротивления за счет появления реактивной проводимости.

Существует конструкция диапазонного металлического изолятора (фиг. 2.32), которая отличается от описанной тем, что в основной линии передачи имеется участок длиной $2l = \frac{\lambda_0}{2}$ с пониженным волновым сопротивлением, к середине которого (участка) подключен металлический изолятор. Волновое сопротивление на данном участке уменьшают увеличением диаметра внутреннего провода коаксиальной линии. Наиболее выгодное соотношение между волновыми сопротивлениями ρ_1 основной части линии и ρ_2 участка с увеличенным диаметром внутреннего провода

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = 0,816.$$

Когда рабочая длина волны λ равна средней волне заданного диапазона λ_0 , короткозамкнутая линия является четвертьволновой ($l = \frac{\lambda_1}{4}$), а поэтому никакого влияния на передачу энергии по основной линии она не оказывает. Длина участка с сопротивлением ρ_2 равна $\frac{\lambda_0}{2}$, а следовательно, и этот участок не нарушает режим бегущих волн в линии передачи.

Если же $\lambda < \lambda_0$, то на участках линии длиной l укладывается больше, чем четверть рабочей длины волны. Это вызывает в сечении $b-e$ со стороны короткозамкнутой линии появление емкостной проводимости, а со стороны отрезка линии $b-c$, $e-f$ — появление проводимости с индуктивной и активной составляющими, так как этот участок замкнут на сопротивление ρ_1 , больше его волнового сопротивления ρ_2 . Если теперь определить входную проводимость второго участка линии $ab-de$, замкнутого на суммарную проводимость сечения $b-e$, то окажется, что основная линия между точками ad имеет чисто активную нагрузку, близкую к волновой.

При $\lambda > \lambda_0$ указанные реактивные проводимости изменяют знак на обратный и аналогично взаимно компенсируются в сечении $a-d$. Полная симметрия схемы дает основания утверждать, что при этих условиях режим бегущих волн устанавливается в основной линии, примыкающей к диапазонному изолятору не только со стороны сечения $a-d$, но и со стороны cf .

Описанная конструкция обеспечивает согласование линии в диапазоне частот порядка $\pm 15\%$ от средней частоты при отклонении входного сопротивления от волнового не более чем на 1% .

Теперь установим области применения линий различных конструкций.

Открытые двухпроводные линии имеют наиболее простую конструкцию. Область применения этих линий ограничивается короткими и метровыми волнами, так как на дециметровых, а тем более на сантиметровых волнах потери на излучение двухпроводных линий чрезмерно велики.

Экранированные двухпроводные линии не излучают энергию во внешнюю среду, но они отличаются большими потерями в диэлектрике и в экране. Последние обусловлены вихревыми токами, наводимыми в оплетке экрана. Экранированные двухпроводные линии находят некоторое применение на дециметровых волнах.

Относительная простота конструкции, слабо выраженный антенный эффект (излучение и прием), малое волновое сопротивление и соответственно большая мощность $\left(P = \frac{U_e^2}{\rho}\right)$, допустимая для передачи по линии, определяют возможность использования четырехпроводных фидеров в качестве приемных на магистральных линиях связи и в качестве передающих на наиболее мощных радиостанциях. Ослабление антенного эффекта в четырехпроводной линии можно объяснить тем, что каждая пара проводов, симметричных относительно оси линии, эквивалентна одному проводу, расположенному по этой оси, а так как в прямой и обратной парах проводов токи направлены навстречу, то линия почти не излучает и не принимает электромагнитные волны.

Наибольшим распространением на дециметровых волнах пользуются коаксиальные линии и среди них в первую очередь — линии со сплошным заполнением диэлектриком. Основанием для такого широкого применения линий этого типа является отсутствие излучения, малые потери на токи проводимости, сравнительная простота устройства, удобство монтажа и надежность в эксплуатации. Реже других используются коаксиальные линии с шайбами.

Применение коаксиальных линий с металлическими изоляторами ограничивается наиболее коротковолновой частью диапазона сверхвысоких частот, так как на более длинных волнах размеры короткозамкнутого шлейфа становятся чрезмерно большими.

Коаксиальные линии с металлическими изоляторами являются единственными из описанных, которые успешно работают на сантиметровых волнах. Это связано с тем, что в них полностью отсутствуют диэлектрические материалы, вносящие чрезмерные потери в данном диапазоне волн.

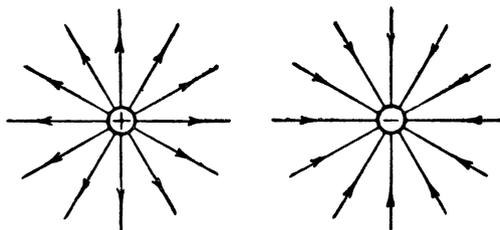
Глава III

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

§ 1. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Каждое электрически заряженное тело создает вокруг себя *электрическое поле*, которое обнаруживается по действию механических сил на другие электрические заряды, помещенные в это поле.

Частным случаем электрического поля является *электростатическое поле*, создаваемое электрическими зарядами, находящимися в покое.



Фиг. 3. 1. Электрическое поле точечного заряда.

Электрическое поле характеризуется векторной величиной, называемой *напряженностью поля*, которая численно равна механической силе, действующей на единичный положительный заряд, помещенный в данную точку поля, и имеет направление этой силы.

При исследовании электрического поля для его изображения широко пользуются силовыми линиями. Эти линии расположены так, что касательные к ним указывают направление вектора напряженности поля. Для более полной характеристики поля можно условиться, что число силовых линий на единицу поверхности, перпендикулярной к силовым линиям, определяет величину напряженности поля.

Силовые линии точечного заряда представляют собой симметрично расходящиеся радиальные линии (фиг. 3. 1). Между общим числом силовых линий, образующих поток напряженности поля N

в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ , и зарядом Q , вызывающим этот поток, существует зависимость

$$N = \frac{Q}{\epsilon}.$$

Эта формула выражает теорему Остроградского—Гаусса, согласно которой полный поток напряженности электрического поля через любую замкнутую поверхность прямо пропорционален заряду, находящемуся внутри данной поверхности. Из каждого положительного точечного заряда Q исходит Q/ϵ силовых линий, а при равном отрицательном заряде такое же число силовых линий входит внутрь заряда.

Электростатическое поле потенциально, т. е. каждая точка поля имеет определенный потенциал.

Потенциал поля в какой-либо точке пространства равен работе на перемещение единичного заряда из бесконечности в данную точку поля. Разность потенциалов двух точек поля называется напряжением. Очевидно, что напряжение равно работе, необходимой для перемещения единичного положительного заряда из одной точки поля в другую.

Если электрическое поле однородно и имеет напряженность E , то между концами любого участка силовой линии длиной l имеется разность потенциалов

$$|U| = El.$$

Для электростатического поля характерно, что на перемещение заряда по замкнутой траектории не затрачивается энергия, так как начальная и конечная точки этой траектории совпадают и разность потенциалов между ними равна нулю.

§ 2. ТОКИ ПРОВОДИМОСТИ И СМЕЩЕНИЯ

Свободные электроны в металлических проводниках совершают беспорядочное движение. Если проводник поместить в электрическое поле, то в движении электронов появится составляющая, направленная навстречу электрическому полю. В связи с этим возникает *ток проводимости*.

Выделим в проводнике (фиг. 3.2) элементарный участок длиной dl при поперечном сечении S . К этому участку приложено напряжение du . Тогда согласно закону Ома ток проводимости на элементарном участке

$$i_{\text{np}} = \frac{du}{dR},$$

где dR — сопротивление данного участка, которое можно выразить через удельную проводимость γ

$$dR = \frac{dl}{\gamma S}.$$

Если напряженность поля на исследуемом участке цепи равна E , то падение напряжения

$$du = E dl,$$

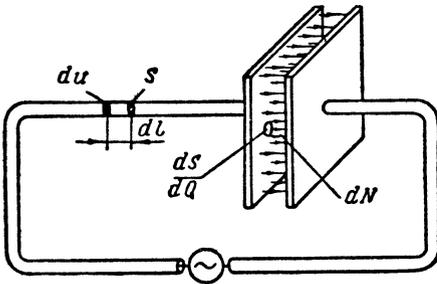
а ток

$$i_{\text{пр}} = \frac{du}{dR} = \frac{E dl}{\frac{dl}{\gamma S}} = \gamma ES.$$

Отсюда находим плотность тока проводимости $\delta_{\text{пр}}$, равную току, приходящемуся на единицу площади поперечного сечения проводника:

$$\delta_{\text{пр}} = \frac{di_{\text{пр}}}{dS} = \gamma E.$$

Эта формула, выражающая закон Ома в дифференциальной форме, подтверждает, что плотность тока проводимости в данной



Фиг. 3.2. К вопросу о непрерывности электрического тока.

точке прямо пропорциональна напряженности электрического поля в этой точке. Только в идеальном проводнике, в котором $\gamma = \infty$, ток может быть в отсутствии электрического поля; в этом случае электрическое поле требуется лишь для первоначального возбуждения тока. Во всех остальных случаях наличие тока является признаком существования электрического поля.

Электрический ток обладает свойством непрерывности, которое заключается в том, что сумма токов через любую замкнутую поверхность равна нулю, если считать выходящий из поверхности ток положительным, а входящий в поверхность — отрицательным. Это остается в силе и для цепи, разделенной пустотой или диэлектриком.

Выделим на обкладке конденсатора (см. фиг. 3.2) элементарный участок площадью dS , к которому за время dt подходит количество электричества dQ . В данном случае поверхностная плотность заряда, т. е. количество электричества на единицу поверхности обкладок конденсатора

$$\sigma = \frac{dQ}{dS},$$

а поток напряженности электрического поля, исходящий из заряженной поверхности dS :

$$dN = E dS.$$

По теореме Остроградского — Гаусса этот же поток

$$dN = \frac{dQ}{\epsilon} = \frac{\sigma dS}{\epsilon},$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость среды.

Из равенства последних двух выражений следует, что

$$E dS = \frac{\sigma dS}{\epsilon} \quad \text{или} \quad \sigma = \epsilon E.$$

Возьмем производную по времени от обеих частей полученной формулы:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \epsilon \frac{dE}{dt}.$$

Так как скорость изменения поверхностной плотности заряда является поверхностной плотностью тока проводимости

$$\frac{d\sigma}{dt} = \delta_{\text{пр}},$$

то, имея в виду, что $\delta_{\text{пр}} = \gamma E$, получим

$$\gamma E - \epsilon \frac{dE}{dt} = 0.$$

Первое слагаемое $\delta_{\text{пр}} = \gamma E$ — *плотность тока проводимости*, а второе $\delta_{\text{см}} = \epsilon \frac{dE}{dt}$ — *плотность тока смещения*.

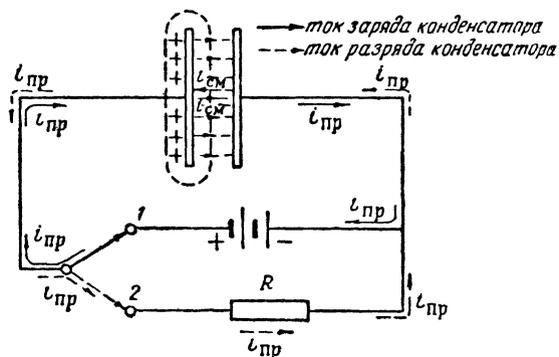
Характерно, что ток проводимости прямо пропорционален напряженности электрического поля, а ток смещения — скорости изменения электрического поля. Этим доказывается, что постоянное электрическое поле не может вызвать ток смещения, и если цепь проводимости разорвана, то в ней не может существовать постоянный ток. Выражение

$$\delta_{\text{пр}} - \delta_{\text{см}} = 0 \quad \text{или} \quad \delta_{\text{пр}} = \delta_{\text{см}}$$

является доказательством свойства непрерывности электрического тока: *ток проводимости внутри проводящей пластины конденсатора переходит в равный по плотности ток смещения между его пластинами* (фиг. 3.3). В положении переключателя 1 происходит заряд конденсатора. Ток проводимости $i_{\text{пр}}$ идет в направлении, указанном сплошной стрелкой. При этом число линий напряженности электрического поля увеличивается, вследствие чего ток смещения имеет положительный знак и совпадает по направлению с током проводимости.

Когда напряжение на конденсаторе достигает величины напряжения источника, то прекращается и ток проводимости, и ток смещения (поле между обкладками конденсатора становится постоянным).

В положении переключателя 2 происходит разряд конденсатора через сопротивление R . Направление тока проводимости изменяется на обратное (по пунктирной стрелке), но так как напряженность электрического поля уменьшается, то направление тока смещения также изменяется на обратное.

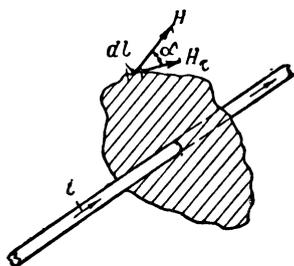


Фиг. 3.3. Направление токов в цепи заряда и разряда конденсатора.

Таким образом, принцип непрерывности электрического тока распространяется на любые цепи, в том числе и на разделенные пустотой или диэлектриком.

§ 3. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

В пространстве, окружающем движущиеся электрические заряды, возникает магнитное поле. Оно обнаруживается по наличию механических сил, действующих на другие движущиеся электрические заряды (токи), и по возникновению э. д. с. в проводниках, совершающих движение в магнитном поле.



Фиг. 3.4. Иллюстрация к закону полного тока.

Линии магнитного поля охватывают электрический ток в виде замкнутых кривых, которые не имеют ни начала, ни конца. Такое поле называется вихревым, оно существенно отличается от электростатического поля, имеющего потенциальный характер.

В отличие от электростатического поля, где при движении заряда по замкнутому пути энергия не затрачивается, в магнитном поле на перемещение магнитного полюса по замкнутому контуру затрачивается работа, прямо пропорциональная суммарному току, охватываемому данным контуром. Это весьма важное свойство магнитного поля находит отражение в законе полного тока.

Предположим, что имеется замкнутый контур, ограничивающий в магнитном поле некоторую поверхность, через которую проходит ток i (фиг. 3.4). Выделим на контуре элементарный участок длиной dl . Если вектор напряженности магнитного поля H образует угол α с касательной к элементу dl , проведенной в условно принятом направлении обхода контура, то тангенциальная составляющая этого вектора

$$H_{\tau} = H \cos \alpha.$$

Предел алгебраической суммы произведений $H_{\tau} dl$ по всему замкнутому контуру при безграничном уменьшении dl и соответствующем увеличении слагаемых этой суммы называется *линейным интегралом вектора напряженности магнитного поля по замкнутому контуру* и обозначается $\oint H_{\tau} dl$.

Закон полного тока гласит, что линейный интеграл вектора напряженности магнитного поля по замкнутому контуру равен полному току i , проходящему через поверхность, ограниченную этим контуром:

$$\oint H_{\tau} dl = i.$$

§ 4. ИСХОДНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

До Фарадея ученые при анализе электрических и магнитных явлений исходили из теории дальнего действия, согласно которой электрические и магнитные процессы, наблюдаемые на расстоянии, распространяются мгновенно, без участия окружающей среды. Фарадей высказал гипотезу о реальности электрических и магнитных полей, т. е., что среда, в которой существуют эти поля, непосредственно участвует в передаче электромагнитной энергии. Отсюда следовал вывод, что электрические и магнитные явления распространяются в пространстве не мгновенно, а с конечной скоростью, которая зависит от свойств среды.

Гипотеза Фарадея была теоретически обоснована и приведена в стройную теорию работами Максвелла. В основу этой теории взяты следующие положения:

1. Закон полного тока, который устанавливает связь между напряженностью магнитного поля и током, возбуждающим это поле. Закон полного тока в применении к замкнутому контуру, ограничивающему элементарную поверхность среды ΔS , через которую проходит ток Δi , позволяет написать

$$\oint H_{\tau} dl = \Delta i \quad \text{или} \quad \frac{\oint H_{\tau} dl}{\Delta S} = \frac{\Delta i}{\Delta S}.$$

Предел этого отношения при безграничном уменьшении поверхности ΔS равен

$$\lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\oint H_{\tau} dl}{\Delta S} = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta i}{\Delta S}. \quad (3.1)$$

Правая часть полученного уравнения представляет собой производную от тока по поверхности, пересекаемой током, т. е. плотность полного тока δ :

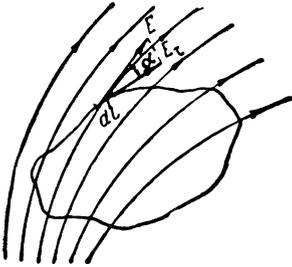
$$\lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta i}{\Delta S} = \frac{di}{dS} = \delta.$$

Максвелл включил в понятие «полный ток» не только ток проводимости плотностью $\delta_{\text{пр}} = \gamma E$, но и ток смещения плотностью

$$\delta_{\text{см}} = \epsilon \frac{dE}{dt}.$$

В идеальном диэлектрике, каким можно считать свободное пространство, плотность тока проводимости $\delta_{\text{пр}} = 0$. Следовательно, для такого диэлектрика выражение (3.1) принимает вид

$$\lim_{\Delta S \rightarrow 0} \oint H_{\tau} dl = \epsilon \frac{dE}{dt}.$$



Фиг. 3.5. К формулировке закона электромагнитной индукции.

Левая часть уравнения содержит тангенциальную составляющую магнитного поля, а в правой части имеется множитель $\frac{dE}{dt}$. Следовательно, это уравнение показывает, что *всякое изменение электрического поля во времени $\left[\frac{dE}{dt}\right]$ сопровождается появлением в пространстве магнитного поля с тангенциальной составляющей H_{τ} , или, что то же, ток смещения, как и ток проводимости, способен возбуждать магнитное поле.* Именно по этой причине переменное электрическое поле названо *током смещения*.

2. Закон электромагнитной индукции, устанавливающий связь между э. д. с., индуцируемой в контуре, и магнитным потоком, пересекающим этот контур:

$$e = - \frac{d\Phi}{dt}.$$

Максвелл обобщил закон электромагнитной индукции на произвольную поверхность в любой среде, ограниченную воображаемым замкнутым контуром.

Рассмотрим этот контур, выделив в нем элементарный участок длиной dl (фиг. 3.5). Разность потенциалов между концами участка

$$de = E_{\tau} dl,$$

где E_{τ} — тангенциальная составляющая напряженности электрического поля E на данном участке, равная

$$E_{\tau} = E \cos \alpha.$$

Полная э. д. с., индуктируемая в контуре, получается интегрированием (суммированием) выражения $de = E_{\tau} dl$ по всему контуру

$$e = \oint E_{\tau} dl.$$

Таким образом, закон электромагнитной индукции в наиболее общей форме может быть записан в следующем виде:

$$\oint E_{\tau} dl = - \frac{d\Phi}{dt}.$$

Это значит, что *всякое изменение магнитного поля во времени* $\left[\frac{d\Phi}{dt} \right]$ *сопровождается появлением в пространстве электрического поля с тангенциальной составляющей* E_{τ} .

3. Теорема Остроградского — Гаусса, устанавливающая связь между потоком вектора напряженности электрического поля через замкнутую поверхность и электрическим зарядом, расположенным внутри данной поверхности:

$$N = \frac{Q}{\varepsilon}.$$

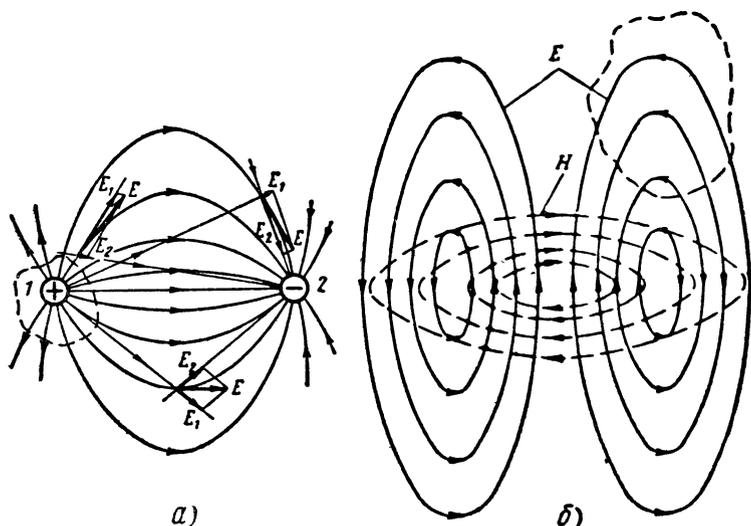
В идеальном диэлектрике отсутствуют свободные электрические заряды ($Q=0$), а значит, поток напряженности электрического поля $N=0$. Однако согласно второму положению теории Максвелла в идеальном диэлектрике электрическое поле может возникнуть в результате изменения магнитного поля. Это кажущееся противоречие разрешается тем, что в данном случае электрическое поле имеет вихревой характер. Оно отличается от потенциального поля отсутствием истоков и стоков, характерных для электростатического поля, которое начинается на положительных зарядах и кончается на отрицательных (фиг. 3. 6, а). Линии вихревого электрического поля замкнуты, в связи с чем число силовых линий, входящих в замкнутую поверхность, равно числу линий, выходящих из нее (фиг. 3. 6, б), т. е. $N=0$.

4. Магнитное поле всегда имеет вихревой характер. Это значит, что независимо от того, обусловлено магнитное поле постоянным током или переменным электрическим полем, линии магнитного поля всегда замкнуты и в этих линиях нет истоков и стоков (начала и конца).

Теория Максвелла имеет большое теоретическое и практическое значение. В частности, эта теория позволяет установить физическую сущность образования электромагнитных волн.

Одним из основных свойств природы является способность свободного электромагнитного поля распространяться со скоростью света во всех направлениях от излучателя. Свободными электромагнитные поля считаются тогда, когда они не связаны с зарядами излучателя. Если к вибратору приложено переменное напряжение, то возле вибратора имеется переменное электрическое поле,

а ток, протекающий по вибратору, вызывает переменное магнитное поле. Эти поля связаны с зарядами вибратора, но согласно первому положению теории Максвелла изменения электрического поля вибратора возбуждают переменное магнитное поле, а по второму положению изменения магнитного поля вибратора вызывают электрическое поле. Полученные таким образом поля уже имеют вихревой характер. Они не связаны с зарядами антенны и образуют единое электромагнитное поле, которое удаляется от антенны со скоростью света. Вихревой характер электромагнитных волн подтверждается графически (см. фиг. 3. 13).



Фиг. 3. 6. Электрическое (а) и магнитное (б) поля.
 E_1 —напряженность электрического поля заряда 1, E_2 —напряженность электрического поля заряда 2, E —напряженность результирующего электрического поля.

Необходимо помнить, что электромагнитные волны заключают в себе определенную энергию и не являются чем-то вымышленным для облегчения анализа явлений в радиотехнике, — эти волны существуют реально.

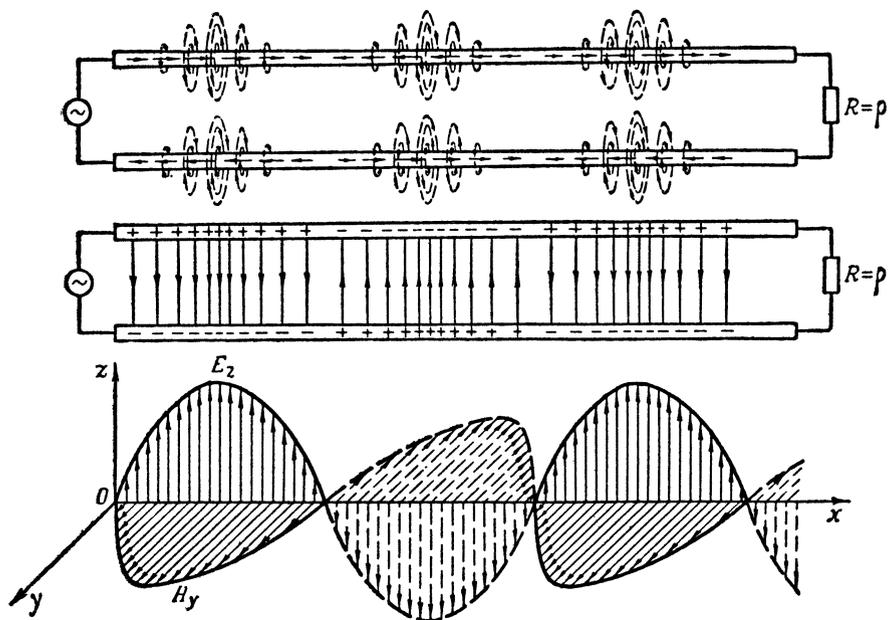
Основные принципы теории Максвелла были экспериментально доказаны Герцем в 1888 г. В своих опытах Герц получил свободные электромагнитные волны и продемонстрировал способность их к отражению и преломлению. Герцем были получены стоячие волны в результате отражения бегущих электромагнитных волн от большой металлической пластины.

А. С. Попов впервые обнаружил возможность использования электромагнитных волн для радиосвязи. Никто до А. С. Попова (в том числе и Г. Герц) не представлял себе возможности практического применения электромагнитных волн.

§ 5. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ИДЕАЛЬНОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

Различают свободные и направляемые электромагнитные волны. Первые излучаются антеннами и распространяются в неограниченном свободном пространстве, а вторые направляются от генератора вдоль линии передачи. Будем считать, что свободное пространство обладает свойствами идеального диэлектрика.

Наличие электромагнитных волн в линии передачи следует из того, что в ней имеются волны напряжения и тока, а, как известно, напряжение неразрывно связано с электрическим полем, а ток — с магнитным полем.



Фиг. 3.7. Аналогия между напряжением и током двухпроводной линии и напряженностью электрического и магнитного полей электромагнитной волны.

Природа свободных и направляемых волн одинакова. Благодаря этому основные свойства электромагнитных волн, распространяющихся в свободном пространстве, можно изучить на примере двухпроводной линии, которая работает в режиме бегущих волн.

На фиг. 3.7 изображено распределение тока, напряжения и линий электрического и магнитного полей по длине двухпроводной линии, замкнутой на активное сопротивление, которое равно волновому. При этом о полярности напряжения можно судить по полярности зарядов, показанных на проводах линии, а направление тока указано стрелками, нанесенными по осям проводов. Чем длиннее эти стрелки, тем больше ток, а чем больше плотность расположения зарядов, тем больше напряжение в данном сечении

линии. Напряженности полей, как обычно, характеризуются густотой силовых линий (электрические линии показаны сплошными, а магнитные — пунктирными).

Из курса электротехники известно, что напряженность электрического поля E и напряжение U связаны между собой прямой пропорциональностью и совпадают по фазе. То же самое можно сказать о напряженности магнитного поля H и токе i . На фиг. 3.7 это отражено тем, что в определенных сечениях линии, расположенных на расстоянии $\lambda/2$, находятся максимумы или минимумы как напряжения и тока, так и напряженностей электрического и магнитного полей. Если мысленно провести плоскость через осевые линии проводов, то выявляется еще одно свойство полей: в любой точке плоскости, расположенной между проводами, векторы электрического и магнитного полей взаимно перпендикулярны. Все это позволяет представить изменения векторов электрического поля E_z и магнитного поля H_y в системе координат xuz так, как показано на фиг. 3.7.

Обращаясь к формулам погонных параметров двухпроводной и коаксиальной линий, можно заметить, что погонные емкость C_1 и индуктивность L_1 прямо пропорциональны соответственно диэлектрической проницаемости ϵ и магнитной проницаемости μ диэлектрика этих линий. Характерна также аналогия в размерности рассматриваемых величин: если u измеряется в вольтах, то E — в вольтах, деленных на метр; если i изменяется в амперах, то H — в амперах, деленных на метр, а размерности L_1 , μ (генри, деленные на метр) и C_1 , ϵ (фарады, деленные на метр) полностью совпадают.

На основании изложенного *при исследовании электромагнитных волн можно пользоваться аналогией между напряженностью электрического E_z и магнитного H_y полей в диэлектрике и соответственно напряжением и током в двухпроводной линии, а также между параметрами C_1 и ϵ и между L_1 и μ .*

Положим, что в произвольном сечении идеальной двухпроводной линии, работающей в режиме бегущих волн, напряжение и ток соответственно равны

$$U_m \sin \omega t \quad \text{и} \quad I_m \sin \omega t = \frac{U_m}{\rho} \sin \omega t.$$

Тогда на расстоянии x (в направлении распространения волны) от этого сечения напряжение равно

$$U_m \sin(\omega t - \alpha x),$$

а ток

$$I_m \sin(\omega t - \alpha x) = \frac{U_m}{\rho} \sin(\omega t - \alpha x).$$

По аналогии для электромагнитной волны, распространяющейся в идеальном диэлектрике, можно написать

$$E_z = E_m \sin(\omega t - \alpha x); \quad E_x = 0; \quad E_y = 0;$$

$$H_y = H_m \sin(\omega t - \alpha x) = \frac{E_m}{\rho} \sin(\omega t - \alpha x);$$

$$H_x = 0; \quad H_z = 0,$$

где E_x, E_y, E_z — мгновенные значения составляющих напряженности электрического поля соответственно по осям координат x, y, z ;

H_x, H_y, H_z — мгновенные значения составляющих напряженности магнитного поля соответственно по осям x, y, z ;

E_m — амплитуда напряженности электрического поля;

H_m — амплитуда напряженности магнитного поля;

α — фазовая постоянная волны;

ρ — волновое сопротивление среды.

Отметим характерные свойства бегущих электромагнитных волн в однородном идеальном диэлектрике, пользуясь приведенными уравнениями полей.

1. Электромагнитные волны представляют собой совокупность электрического и магнитного полей, которые изменяются синусоидально во времени относительно неподвижного наблюдателя и распространяются вдоль оси x со скоростью v .

Формулу для вычисления этой скорости устанавливаем, исходя из аналогии с двухпроводной линией, для которой

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}},$$

Заменяв L_1 на μ и C_1 на ϵ , получим

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}}, \quad (3.2)$$

т. е. скорость распространения электромагнитных волн в данной среде зависит исключительно от ее диэлектрической и магнитной проницаемости. Как и следовало ожидать, полученная формула подтверждает, что в вакууме и в воздухе электромагнитные волны распространяются со скоростью света:

$$\begin{aligned} c &= \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \sqrt{\frac{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9}{4\pi \cdot 10^{-7}}} \text{ м/ф} \cdot \text{м/гн} = \\ &= \sqrt{\frac{9 \cdot 10^{16} \frac{\text{м}^2}{\text{сек} \cdot \text{ом} \cdot \text{сек}}}{\text{ом} \cdot \text{сек}}} = 3 \cdot 10^8 \text{ м/сек.} \end{aligned}$$

2. Электрическое поле направлено только по оси z , а магнитное — только по оси y , и так как плоскость yOz перпендикулярна направлению распространения волны Ox , то рассматриваемую волну можно назвать *поперечной электромагнитной волной*. Этот тип волны обозначается ТЕМ¹.

¹ Т — первая буква латинского слова transversus — поперечная.

3. Между амплитудами напряженностей электрического и магнитного полей существует прямая пропорциональность

$$E_m = \rho H_m. \quad (3.3)$$

Коэффициентом пропорциональности является волновое сопротивление среды, которое выражает отношение составляющей напряженности электрического поля в поперечной плоскости к составляющей напряженности магнитного поля в той же плоскости.

По аналогии с двухпроводной линией, для которой $\rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$, волновое сопротивление среды можно выразить формулой

$$\rho = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}. \quad (3.4)$$

Для вакуума и воздуха

$$\begin{aligned} \rho_0 &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м}}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9 \text{ ф/м}}} = \sqrt{16\pi^2 \cdot 9 \cdot 10^2 \text{ гн/ф}} = \\ &= \sqrt{144\pi^2 \cdot 10^2 \text{ ом}^2} = 120\pi \text{ ом} = 377 \text{ ом}. \end{aligned}$$

Волновое сопротивление свободного пространства численно равно 377 ом; оно имеет чисто активный характер, так как в поперечной плоскости волны ТЕМ электрическое и магнитное поля совпадают по фазе.

4. В связи с тем, что в поперечной электромагнитной волне имеет место соотношение.

$$E_m = \rho H_m = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} H_m,$$

можно написать

$$\frac{\varepsilon E_m^2}{2} = \frac{\varepsilon \mu}{2\varepsilon} H_m^2 = \frac{\mu H_m^2}{2}.$$

Это значит, что в данный момент времени в поперечной электромагнитной волне плотность энергии электрического поля равна плотности энергии магнитного поля.

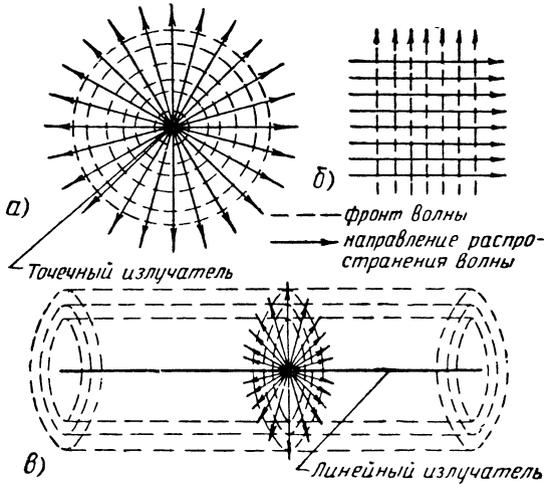
§ 6. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Характеризуя электромагнитные волны, необходимо ввести такие понятия, как луч, фронт волны и плоскость поляризации. *Лучом* называется линия, вдоль которой распространяются электромагнитные волны. *Фронтом волны* называется геометрическое место точек, в которых фаза электромагнитной волны одинакова. В зависимости от того, имеет фронт волны форму сферы

(фиг. 3.8, а), плоскости (фиг. 3.8, б) или цилиндра (фиг. 3.8, в), различают сферические, плоские и цилиндрические волны.

Сферические волны возбуждаются в однородной среде точечным излучателем, равномерно излучающим радиоволны во всех направлениях. Поэтому фронт таких волн имеет форму сферы, в центре которой находится точечный излучатель.

Плоские волны, строго говоря, в природе не существуют, но на большом расстоянии от излучателя сферическая волна приближается к плоской.

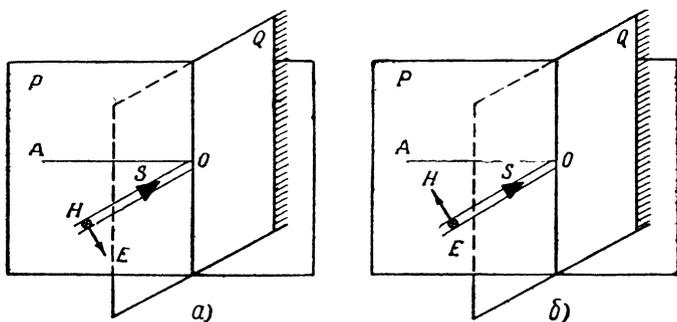


Фиг. 3.8. Сферическая (а), плоская (б) и цилиндрическая (в) волны.

Источником *цилиндрических* волн является прямолинейный излучатель большой длины. Луч всегда перпендикулярен фронту волны. Отсюда следует, что лучи плоской волны параллельны друг другу, лучи сферической волны радиально расходятся от ее источника во всех направлениях, а лучи цилиндрической волны расходятся радиально, но только в плоскости, перпендикулярной оси излучателя.

Плоскостью поляризации называется плоскость, проходящая через вектор электрического поля и линию распространения электромагнитных волн. На практике встречаются волны с линейной (плоской), эллиптической и круговой поляризацией. Если положение вектора электрического поля неизменно относительно направления распространения волны, то такая волна называется линейно или плоско поляризованной. Среди линейно поляризованных наиболее употребительны волны с вертикальной и горизонтальной поляризацией. В первом случае вектор электрического поля, а следовательно, и плоскость поляризации расположены вертикально, а во втором случае — горизонтально.

Иногда вместо горизонтальной и вертикальной поляризации применяют более общие понятия: параллельная и перпендикулярная поляризация. Допустим, что луч электромагнитной волны S (фиг. 3.9) падает в точке O на произвольно расположенную плоскость Q , разделяющую две среды с различными электрическими и магнитными свойствами. Восстановим перпендикуляр OA к этой плоскости, и тогда другая плоскость P , проходящая через SO и AO , может быть названа плоскостью падения. Если вектор электрического поля E расположен в плоскости падения, а вектор магнитного поля H перпендикулярен ей, то волна назы-



Фиг. 3.9. Волны с параллельной (а) и перпендикулярной (б) поляризацией.

вается *параллельно поляризованной* (фиг. 3.9, а). При обратном расположении полей E и H относительно плоскости падения (фиг. 3.9, б) волна называется *перпендикулярно поляризованной*.

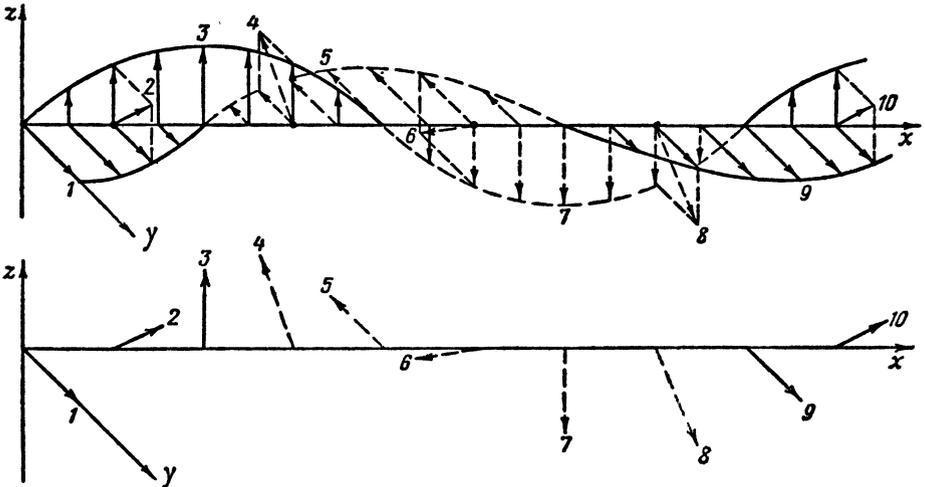
Эллиптически поляризованные волны получаются в результате сложения двух волн при условии, что:

- а) эти волны имеют равную частоту;
- б) плоскости поляризации составляющих волн взаимно перпендикулярны;
- в) интенсивность составляющих волн различна;
- г) между составляющими волнами имеется постоянный сдвиг по фазе.

В результирующей волне векторы электрического и магнитного полей сохраняют взаимную перпендикулярность и каждый из этих векторов в любой точке пространства описывает эллипс. В частном случае, когда интенсивность составляющих волн одинакова, получается круговая поляризация.

На фиг. 3.10 показан процесс получения волн с круговой поляризацией как результат сложения двух волн, удовлетворяющих указанным условиям. Обе составляющие волны имеют равные амплитуды полей и распространяются в одном направлении — по оси x . Векторы электрического поля первой волны параллельны оси z , а второй волны — оси y . Иначе говоря, первая волна поляризована в плоскости xz , а вторая — в перпендикулярной ей пло-

скости yx . Между полями обеих волн имеется сдвиг по фазе на 90° , а поэтому в тех сечениях оси x , в которых поле одной волны максимально, поле другой волны равно нулю. Если геометрически сложить векторы электрических полей обеих волн, то можно убедиться в том, что векторы результирующей волны 1, 9 параллельны оси y , вектор 5 направлен в обратную сторону, вектор 3 параллелен оси z , вектор 7 направлен в обратную сторону, а остальные



Фиг. 3. 10. Процесс получения волны с круговой поляризацией.

векторы 2, 4, 6, 8, 10... занимают промежуточные положения. Таким образом, в процессе распространения результирующей волны на расстояние, равное λ , вектор электрического поля (так же как вектор магнитного поля) описывает круг.

§ 7. ВЕКТОР УМОВА—ПОЙНТИНГА

В 1874 г. проф. Н. А. Умов ввел понятие о потоке энергии, которое было применено к исследованию электромагнитного поля Пойнтингом в 1880 г.

Вектором Умова—Пойнтинга \vec{S} называется вектор, указывающий направление распространения электромагнитной энергии и равный по величине мощности потока электромагнитной волны, проходящего через единичную площадку, расположенную перпендикулярно к направлению движения волны.

Направление вектора Умова—Пойнтинга определяется по такому правилу: если вращать буравчик с правой резьбой по кратчайшему пути от вектора электрического поля \vec{E} к вектору магнитного поля \vec{H} , то поступательное движение буравчика укажет направление распространения электромагнитной энергии (фиг. 3. 11).

Для определения величины вектора Умова—Пойнтинга выделим в пространстве элементарный параллелепипед, стороны кото-

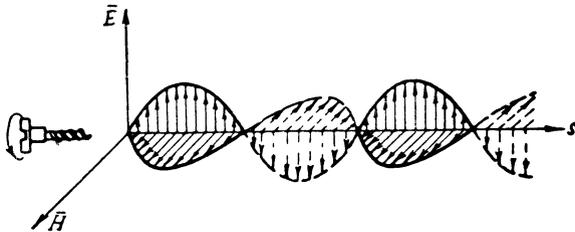
рого dx, dy, dz соответственно параллельны координатным осям x, y, z (фиг. 3. 12).

Так как в единице объема содержится энергия электрического и магнитного полей

$$\frac{\epsilon E^2}{2} + \frac{\mu H^2}{2},$$

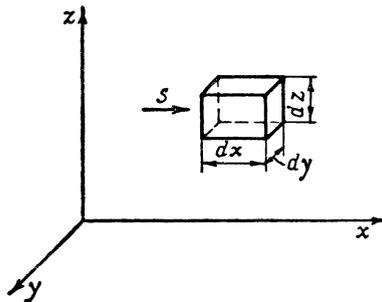
то в объеме элементарного параллелепипеда $dx dy dz$ заключена энергия

$$\left[\frac{\epsilon E^2}{2} + \frac{\mu H^2}{2} \right] dx dy dz.$$



Фиг. 3. 11. Определение направления распространения электромагнитной волны при помощи вектора Умова — Пойнтинга.

Если электромагнитная волна движется в направлении x со скоростью v , то через данный элементарный объем электромагнитная волна проходит за время $dt = \frac{dx}{v}$.



Фиг. 3. 12. К определению величины вектора Умова — Пойнтинга.

Следовательно, в единицу времени через площадку $dy dz$, перпендикулярную направлению распространения волны, проходит энергия

$$\frac{\left(\frac{\epsilon E^2}{2} + \frac{\mu H^2}{2} \right) dx dy dz}{dt} = \left[\frac{\epsilon E^2}{2} + \frac{\mu H^2}{2} \right] v dy dz.$$

Отсюда находим мощность потока электромагнитной волны через единичную площадку, т. е. плотность потока мощности

$$S = \frac{\left[\frac{\epsilon E^2}{2} + \frac{\mu H^2}{2} \right] v \, dy \, dz}{dy \cdot dz} = \left[\frac{\epsilon E^2}{2} + \frac{\mu H^2}{2} \right] v.$$

Так как

$$E = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} H, \quad \text{а} \quad v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}},$$

то

$$\begin{aligned} S &= \left(\frac{\epsilon E}{2} E + \frac{\mu H}{2} H \right) v = \left(\frac{\epsilon E}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} H + \frac{\mu H}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E \right) \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \\ &= \left(\sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \frac{EH}{2} + \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{EH}{2} \right) \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = EH. \end{aligned}$$

Итак, по величине вектор Умова—Пойнтинга равен

$$S = EH = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E^2 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} H^2. \quad (3.5)$$

Из этого выражения следует, что распространение электромагнитной энергии возможно лишь при наличии обеих составляющих электромагнитной волны — электрического и магнитного полей, а также, что мощность электромагнитной волны пропорциональна квадрату напряженности электрического или магнитного поля.

§ 8. ОБЩНОСТЬ ПРИНЦИПА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ ПО ПРОВОДАМ И В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

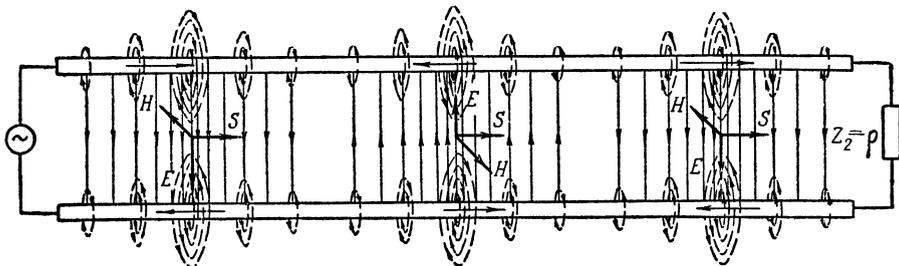
Аналогия между двухпроводной линией и средой, в которой свободно распространяются электромагнитные волны, не случайна. Она обусловлена тем, что энергия по проводам так же, как в свободном пространстве, передается при помощи электромагнитных волн. И в том, и в другом случаях средой для распространения электромагнитной энергии является диэлектрик (вакуум). Провода здесь служат каналом, направляющим энергию, так как вокруг проводов концентрируются электрическое и магнитное поля.

Такое представление о сущности процесса передачи энергии по проводам подтверждается тем, что скорость распространения электрической энергии чрезвычайно велика и совпадает со скоростью электромагнитных волн, тогда как заряды (электроны) имеют в проводнике поступательную скорость в направлении тока, исчисляемую сантиметрами в секунду.

Иллюстрацией к применению вектора Умова—Пойнтинга в случае идеальной линии, которая замкнута на активное сопротивление, равное волновому, является фиг. 3. 13. Вектор E перпендикулярен поверхности проводов, так как электрическое поле не имеет

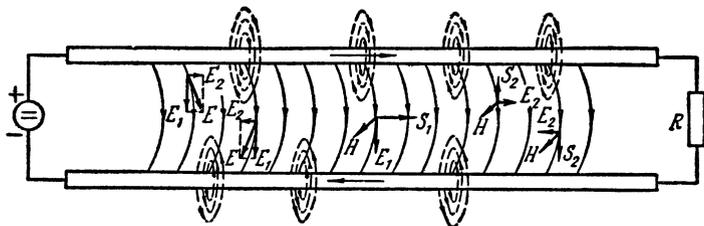
тангенциальной составляющей (проводник идеален). Линии магнитного поля изображаются в виде концентрических окружностей, расположенных вокруг проводов в поперечной плоскости. Вектор H расположен по касательной к линиям магнитного поля.

Следовательно, вектор Умова—Пойнтинга S направлен вдоль проводов к нагрузке и не имеет составляющей, направленной перпендикулярно оси провода. В дальнейшем это найдет подтверждение в том, что электромагнитные волны в идеальный проводник не проникают.



Фиг. 3.13. Применение вектора Умова — Пойнтинга для определения направления распространения энергии в случае идеальной линии, согласованной с нагрузкой.

В линии, работающей в режиме бегущих волн, напряжение и ток, а соответственно напряженности электрического и магнитного полей совпадают по фазе. Поэтому изменение направлений векторов E и H на обратное происходит одновременно, и направ-

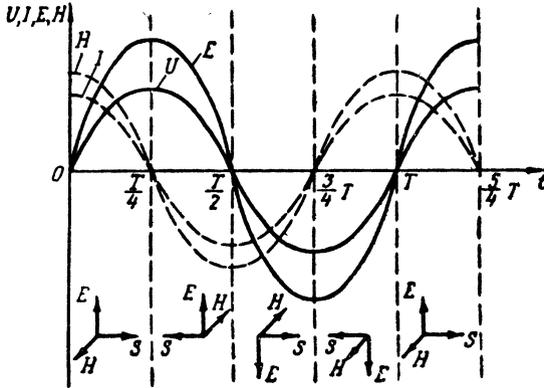


Фиг. 3.14. Применение вектора Умова — Пойнтинга для определения направления распространения энергии по линии с потерями.

ление вектора S на всех участках линии сохраняется постоянным. Характерно, что вектор E совпадает с направлением тока в нагрузке, в которую в данном случае поступает вся передаваемая энергия. Это не случайное явление. Можно сделать общий вывод, что *электромагнитная энергия всегда направлена к тому участку цепи, в котором ток совпадает по направлению с электрическим полем.*

Это находит подтверждение также и в случае линии, обладающей активным сопротивлением R (фиг. 3.14). В такой линии, кроме напряжения между проводами u_1 , получается падение напря-

жения вдоль каждого провода $u_2 = iR$. По этой причине электрическое поле характеризуется двумя составляющими: E_1 , соответствующей u_1 , и E_2 , соответствующей u_2 . Определяя вектор Умова—Пойнтинга для каждой составляющей электрического поля отдельно, находим, что вектору E_1 , совпадающему по направлению с током в нагрузке, соответствует вектор S_1 , направленный к нагрузке, а вектору E_2 , параллельному току в линии, соответствует вектор S_2 , направленный внутрь проводов линии. Следовательно, электромагнитная энергия по мере переноса вдоль линии постепенно теряется в ней.



Фиг. 3. 15. Направление вектора Умова—Пойнтинга в случае работы линии в режиме стоячих волн.

Если идеальная линия либо разомкнута на конце, либо замкнута накоротко или на реактивное сопротивление, т. е. работает в режиме стоячих волн, то вектор S через каждые четверть периода изменяет свое направление на обратное: от генератора к нагрузке и наоборот (фиг. 3. 15). Это объясняется тем, что в линии, работающей в режиме стоячих волн, имеется сдвиг по фазе между напряжением и током или соответственно между напряженностями электрического и магнитного полей на 90° , вследствие чего через каждые четверть периода один из векторов E или H изменяет свое направление на обратное. Таким образом, подтверждается, что на создание чисто стоячих волн генератор не затрачивает энергии.

§ 9. ФИЗИЧЕСКАЯ СУЩНОСТЬ ПРОЦЕССА ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОВОЛН

Принцип излучения радиоволн

Излучением радиоволн называется процесс преобразования энергии тока высокой частоты в энергию электромагнитных волн.

Выделим в разомкнутой двухпроводной линии (фиг. 3. 16), подключенной к генератору синусоидальной э. д. с., два элементар-

ных участка A и B , удаленных друг от друга на расстояние r . Ток на участке A , имеющий амплитуду I_m :

$$i_A = I_m \sin \omega t$$

создает магнитный поток с амплитудой Φ_m :

$$\Phi_A = \Phi_m \sin \omega t,$$

который совпадает с током по фазе.

Электромагнитное поле распространяется с конечной скоростью, а поэтому магнитное поле, возникшее на участке A , достигает участка B спустя некоторое время. Соответственно магнитный поток Φ_B на участке B , вызванный током i_A , отстает по фазе от магнитного потока Φ_A на угол $\vartheta = \alpha r = \frac{2\pi}{\lambda} r$ (фиг. 3. 17), т. е.

$$\Phi_B = \Phi_m \sin(\omega t - \vartheta).$$

Так как в проводах линии существуют стоячие волны, для которых характерно совпадение по фазе тока в любом сечении линии, то между токами I_A и I_B отсутствует сдвиг по фазе, а магнитный поток Φ_B отстает по фазе от тока I_B на угол ϑ .

Применив закон электромагнитной индукции к элементарному участку B , находим, что э. д. с., индуцируемая магнитным потоком, а следовательно, и напряженность электрического поля E отстают по фазе на 90° от магнитного потока Φ_B и на угол $90^\circ + \vartheta$ от тока I_B .

Вектор E можно разложить на две составляющие: E_1 и E_2 . Составляющая E_1 сдвинута по фазе относительно тока на 90° , что соответствует реактивной энергии, которая движется от провода, а затем полностью возвращается в провод. Составляющая E_2 находится в противофазе с током и характеризует энергию, излучаемую проводом. В этом можно убедиться по фиг. 3. 18, где показано, что при условии противофазы тока и напряженности электрического поля вектор Умова—Пойнтинга направлен от провода.

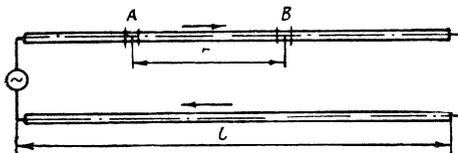
Очевидно, что излучение электромагнитной энергии тем интенсивнее, чем больше вектор E_2 . Для увеличения E_2 необходимо увеличить отставание по фазе магнитного потока относительно тока в каждом элементе провода. Из формулы

$$\vartheta = \frac{2\pi r}{\lambda}$$

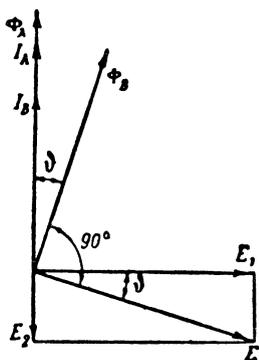
видно, что для этого длина излучаемого провода r должна быть достаточно большой и соизмеримой с длиной волны. Практически требуемое для эффективного излучения соотношение между λ и r можно получить лишь при условии, что в излучающем проводе возбуждается ток высокой частоты.

Теперь учтем влияние второго провода линии. Если расстояние между проводами мало, то численно равные, но противоположно направленные токи в прямом и обратном проводах линии возбуж-

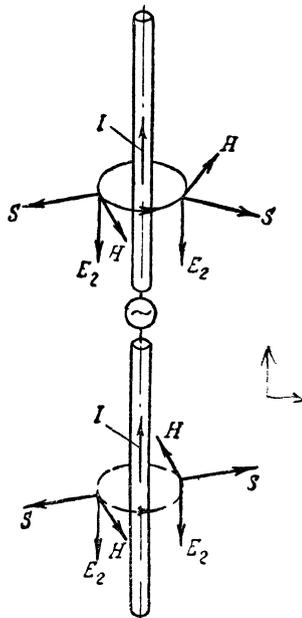
дают электромагнитные поля, которые взаимно компенсируются, в результате чего излучения энергии не происходит. Если же расстояние между проводами линии велико, то появляются дополнительные фазовые сдвиги между электромагнитными полями этих проводов, за счет которых возникает некоторое излучение энергии.



Фиг. 3. 16. К излучению электромагнитных волн двухпроводной линии.



Фиг. 3. 17. Векторная диаграмма к фиг. 3. 16.



Фиг. 3. 18. Провод излучает энергию при условии, что векторы электрического поля и тока направлены навстречу друг другу.

Эффективное излучение можно получить развертыванием двухпроводной линии в одну прямую линию, как показано на фиг. 3. 18. Такое устройство, как известно, называется симметричным вибратором. В симметричном вибраторе оба провода участвуют в излучении электромагнитных волн.

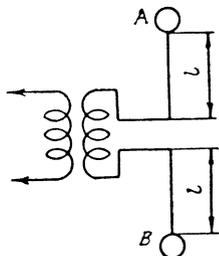
Процесс излучения радиоволн

Процесс излучения электромагнитных волн можно наглядно представить на примере элементарного вибратора.

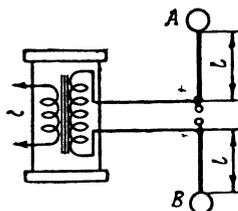
Элементарным вибратором (фиг. 3. 19) называется система, состоящая из двух шаров *A* и *B*, соединенных между собой прямой линией, длина *l* которого значительно меньше длины волны.

Элементарный вибратор является цепью с сосредоточенными параметрами: короткий провод образует небольшую индуктивность, а шары — сравнительно большую емкость. Отсюда следует, что ток вдоль элементарного вибратора распределен равномерно и изменяется только во времени. Это значительно упрощает анализ работы вибратора. Примером элементарного вибратора может служить диполь, использованный Герцем для излучения электромагнитных волн.

Диполь Герца (фиг. 3. 20) состоит из двух шаров *A* и *B* или пластин, образующих обкладки конденсатора, и проводов, соединяющих эти элементы с искровым промежутком, к которому под-



Фиг. 3. 19. Элементарный вибратор.



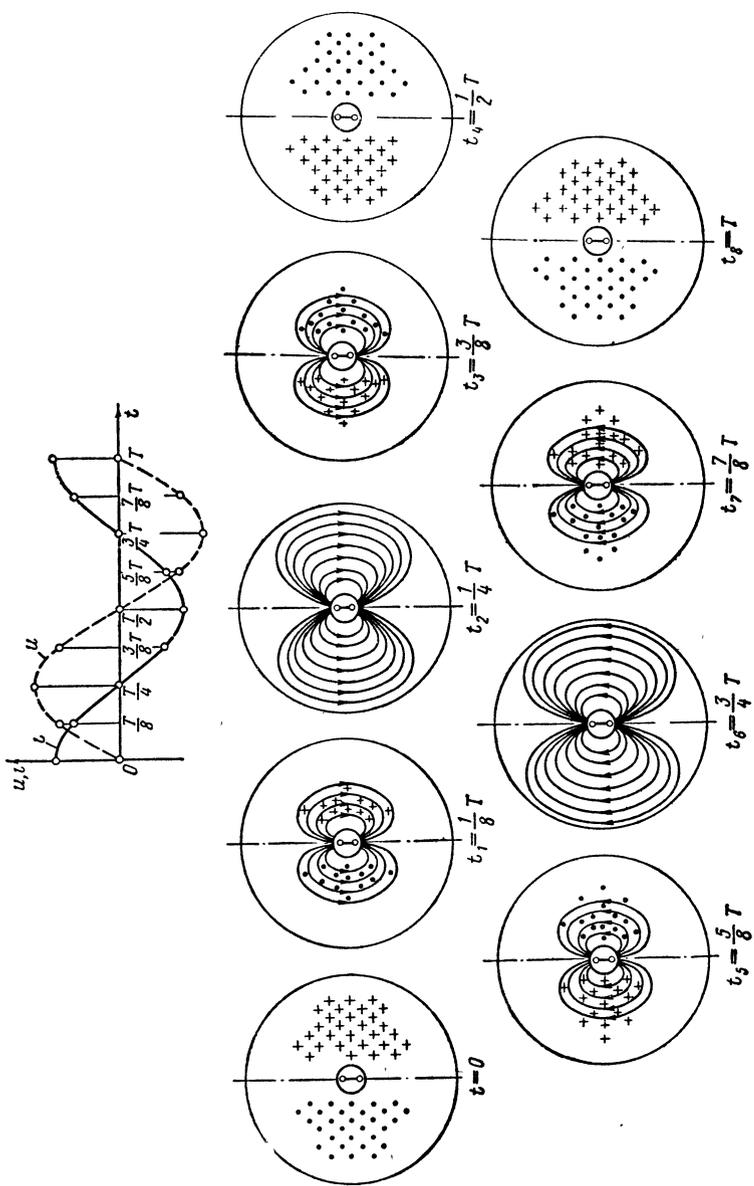
Фиг. 3. 20. Схема возбуждения диполя Герца.

водится напряжение от вторичной обмотки индукционной катушки. За счет этого напряжения происходит заряд емкости диполя. Когда э. д. с. во вторичной обмотке индукционной катушки достигает определенной величины, происходит пробой искрового промежутка и наступает разряд конденсатора диполя, имеющий характер затухающих колебаний. Частота полученных колебаний определяется емкостью шаров (пластин) и индуктивностью соединительного провода. Следующий импульс высокочастотного тока в диполе возникает после очередного прерывания тока в первичной обмотке индукционной катушки.

В настоящее время диполи Герца не применяются, тем не менее изучение их облегчает исследование современных антенн, так как последние можно представить как совокупность элементарных вибраторов.

Прежде чем приступить к рассмотрению процесса излучения электромагнитных волн элементарным вибратором, допустим, что в вибраторе происходят синусоидальные электрические колебания столь низкой частоты, что излучение электромагнитных волн практически не наблюдается. Этот случай соответствует сдвигу по фазе между напряжением u (зарядом q) и током i точно на 90° (фиг. 3. 21).

В момент $t=0$ напряжение на вибраторе равно нулю, а ток в нем имеет максимальную величину. При этом электрического



Фиг. 3.21 Электромагнитное поле элементарного вибратора при отсутствии излучения (поле индукции).

поля вокруг вибратора нет, но существует максимальное по напряженности магнитное поле, линии которого имеют форму концентрических окружностей с центром на оси вибратора. Пересечение магнитных силовых линий с плоскостью чертежа показано в виде точек и крестиков.

В первую четверть периода ($t=0\div t_2$) вибратор заряжается уменьшающимся током, в результате чего появляется и постепенно усиливается электрическое поле, представленное силовыми линиями, которые начинаются на положительных зарядах вибратора, а кончаются на отрицательных. С уменьшением тока напряженность магнитного поля тоже уменьшается. Это отражено на фигуре уменьшением плотности линий магнитного поля.

К концу первой четверти периода энергия магнитного поля полностью возвращается в вибратор, точнее в источник возбуждения вибратора, а энергия электрического поля достигает максимума. Поэтому на фиг. 3. 21 для момента $t_2 = \frac{T}{4}$ показано макси-

мальное число силовых линий электрического поля при отсутствии линий магнитного поля.

Во вторую четверть периода ($t_2\div t_4$) происходит разряд вибратора до напряжения $u=0$ при токе, увеличивающемся от нуля до максимума. Соответственно энергия электрического поля полностью возвращается в источник э. д. с. вибратора, а энергия магнитного поля увеличивается от нуля до максимума за счет энергии того же источника. Состояние полей вибратора к концу второй четверти периода $\left[t_4 = \frac{T}{2} \right]$ изображается максимальным числом линий магнитного поля при полном отсутствии электрических силовых линий.

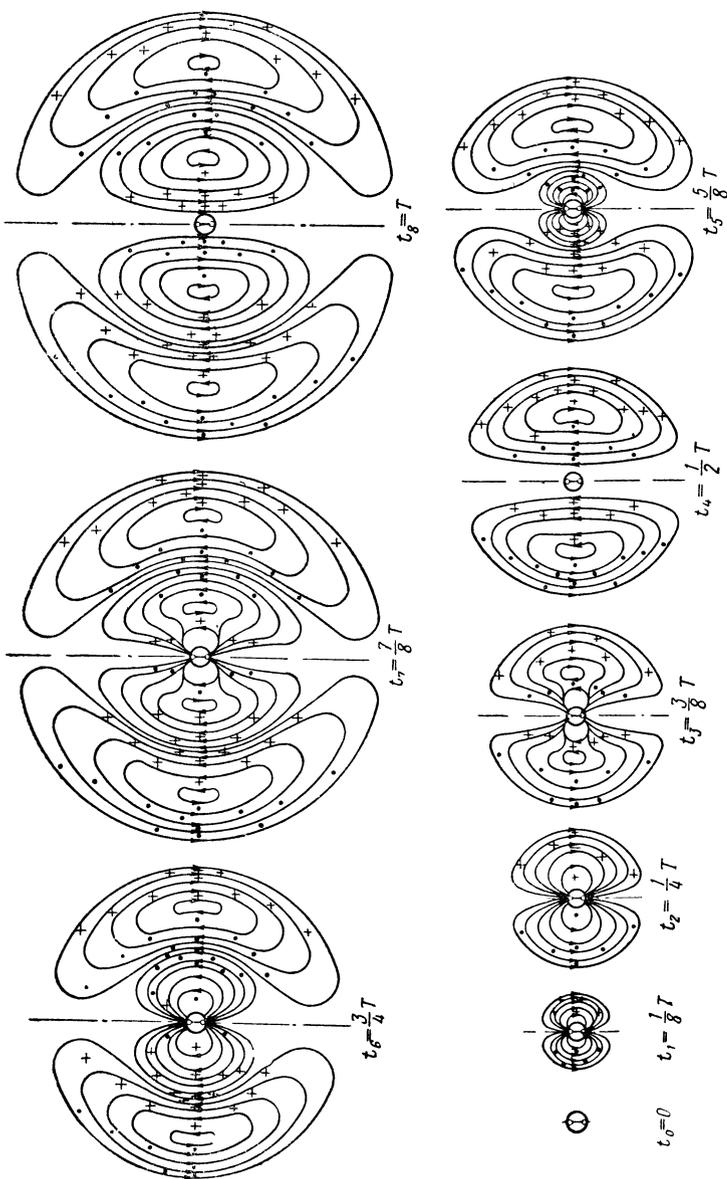
В дальнейшем описанные процессы повторяются, но только с той разницей, что в соответствии со знаками зарядов и направлением тока вибратора направление линий электрического или магнитного поля изменяется на обратное.

Таким образом, электромагнитное поле вибратора, по которому проходит медленно изменяющийся ток, находится в ограниченном пространстве вокруг вибратора и в таких условиях электромагнитная энергия практически не излучается в пространство.

Если же ток в вибраторе имеет высокую частоту (фиг. 3. 22), то характер рассматриваемых явлений существенно изменяется: часть электромагнитного поля, создаваемого током вибратора, оказывается свободной, не связанной с вибратором, и распространяется в пространстве в форме электромагнитных волн.

Возникновение свободного электромагнитного поля обусловлено тем, что быстрые изменения магнитного поля вызывают в пространстве переменное электрическое поле, а быстро изменяющееся электрическое поле возбуждает магнитное.

В первую четверть периода ($t_0\div t_2$) образуется свободное магнитное поле: ток вибратора и энергия магнитного поля умень-



Фиг. 3. 22. Иллюстрация процесса излучения элементарного вибратора при помощи линий электрического и магнитного полей.

шаются и она возвращается к источнику э. д. с. Но благодаря изменениям электрического поля вибратора параллельно с этим наблюдается образование энергии магнитного поля и удаление ее от вибратора. Свободное магнитное поле изображается внешними магнитными линиями, которые не исчезают вслед за уменьшением тока, как внутренние линии, а к концу первой (или каждой нечетной четверти периода) оказываются вне вибратора.

Во вторую четверть периода ($t_2 \div t_4$) часть энергии электрического поля возвращается в генератор, а другая часть удаляется от вибратора. Возврат энергии электрического поля в генератор представлен на фигуре уменьшением плотности электрических силовых линий возле вибратора, а вторая часть процесса отражена удалением внешних линий электрического поля от вибратора. Под влиянием этих двух факторов электрические силовые линии постепенно искривляются, принимая такую форму, что внешние линии к концу второй четверти $\left[t_4 = \frac{T}{2} \right]$, когда нет зарядов на вибраторе, оказываются замкнутыми вне вибратора. Эти линии соответствуют свободному электрическому полю. Очевидно, что оно всегда возникает при уменьшении заряда вибратора (в данном случае в четные четверти периода).

Электромагнитные волны образуются как совокупность свободного магнитного поля, полученного в первую (третью) четверть периода, со свободным электрическим полем, полученным во вторую (четвертую) четверть периода. Благодаря этому компенсируется сдвиг по фазе между напряжением и током в вибраторе на 90° и совпадают по фазе электрическое и магнитное поля что характерно для бегущих электромагнитных волн.

Очевидно, что между приведенным объяснением процесса излучения электромагнитных волн и толкованием этого процесса с помощью векторной диаграммы, изображенной на фиг. 3. 17, существует прямая связь. Та часть энергии, которая попеременно движется от вибратора и полностью возвращается в его цепь, имеет реактивный характер и соответствует составляющей электрического поля E_1 на векторной диаграмме, а другая часть электрического поля, образующая электромагнитную волну, определяется составляющей E_2 на той же диаграмме.

Оба способа объяснения процесса излучения позволяют сделать одинаковые выводы.

1. Излучение радиоволн принципиально возможно потому, что переменные электромагнитные поля распространяются в пространстве с конечной скоростью. Если бы электромагнитные волны распространялись мгновенно, то не было бы отставания по фазе магнитного потока от тока в каждом элементе провода, следовательно, угол φ и составляющая E_2 были бы равны нулю и излучение электромагнитных волн отсутствовало.

2. Ток в антенне должен иметь высокую частоту, так как при малой частоте колебаний в антенне изменения магнитного потока

следуют за изменениями тока почти без отставания по фазе ($\phi \approx 0$), и образования электрического поля в результате движения магнитного поля, как и магнитного поля благодаря изменениям электрического поля, практически не наблюдается

3. Для эффективного излучения электромагнитных волн необходимо, чтобы электрические и магнитные поля не были разделены пространственно, а занимали общий объем. Иными словами, антенна должна представлять собой открытый колебательный контур, размеры которого соизмеримы с длиной волны. Если бы это условие не соблюдалось, то электрическое поле оказалось бы неразрывно связанным с емкостными элементами цепи, а магнитное — с индуктивными элементами той же цепи, и этим исключалось бы образование электромагнитной волны.

Глава IV

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

§ 1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Любую среду, в которой распространяются электромагнитные волны, можно отнести к одной из четырех групп: идеальному диэлектрику, идеальному проводнику, несовершенному диэлектрику, несовершенному проводнику.

Если среда является несовершенным диэлектриком или несовершенным проводником, то в ней существуют и токи смещения, и токи проводимости. В комплексном виде плотность такого суммарного тока может быть записана как

$$\dot{\delta} = \dot{\delta}_{\text{см}} + \dot{\delta}_{\text{пр}} = \varepsilon \frac{d\dot{E}}{dt} + \gamma \dot{E}.$$

При синусоидальном характере изменения электрического поля

$$\dot{E} = E_m e^{j\omega t}, \quad \frac{d\dot{E}}{dt} = j\omega E_m e^{j\omega t} = j\omega \dot{E},$$

а плотность тока смещения

$$\dot{\delta}_{\text{см}} = \varepsilon \frac{d\dot{E}}{dt} = j\omega \varepsilon \dot{E}. \quad (4.1)$$

Следовательно, плотность полного тока

$$\dot{\delta} = \dot{\delta}_{\text{см}} + \dot{\delta}_{\text{пр}} = j\omega \varepsilon \dot{E} + \gamma \dot{E} = j\omega \dot{E} \left(\varepsilon + \frac{\gamma}{j\omega} \right) = j\omega \dot{E} \left(\varepsilon - j \frac{\gamma}{\omega} \right). \quad (4.2)$$

Сопоставляя формулы (4.1) и (4.2), можно заметить, что любая среда с точки зрения условий возникновения в ней токов смещения и распространения электромагнитных волн может быть охарактеризована комплексной диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon' = \varepsilon - j \frac{\gamma}{\omega}. \quad (4.3)$$

Чем больше действительная часть этого выражения ϵ по сравнению с мнимой $\frac{\gamma}{\omega}$, т. е. чем больше $\frac{\epsilon\omega}{\gamma}$, тем больше ток смещения по сравнению с током проводимости. Ток смещения для распространения электромагнитных волн является обязательным, а ток проводимости, наоборот, может вызвать потери электромагнитной энергии.

Если $\gamma = 0$, то $\epsilon' = \epsilon$. Этим подтверждается, что в идеальном диэлектрике возможен только ток смещения и существуют наиболее благоприятные условия для распространения электромагнитных волн.

В гл. III доказано, что фазовая скорость электромагнитных волн в идеальном диэлектрике $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$, а волновое сопротивление такой среды $\rho = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$.

Если $\gamma = \infty$, то в формуле комплексной диэлектрической проницаемости остается только мнимая часть. Тем самым подтверждается, что в идеальном проводнике не может быть тока смещения и в нем невозможно движение электромагнитной энергии.

К этому же выводу можно прийти, рассуждая по-иному. Так как активное сопротивление идеального проводника равно нулю, то в нем нет падения напряжения, а следовательно, и нет электрического поля ($E = 0$). Согласно формуле вектора Умова—Пойнтинга $S = EH$ этого достаточно, чтобы в идеальном проводнике не было и электромагнитных волн. Так как в идеальном проводнике фазовая скорость электромагнитных волн $v = 0$ и напряженность электрического поля $E = 0$, то длина волны $\lambda = \frac{v}{f} = 0$ и волновое сопротивление $\rho = \frac{E}{H} = 0$.

В несовершенном диэлектрике за счет небольшой удельной проводимости γ отношение $\epsilon\omega/\gamma$ уменьшается по сравнению с идеальным диэлектриком, что означает наличие некоторого тока проводимости наряду с основным током смещения. Чем больше частота, тем больше $\epsilon\omega/\gamma$, больше ток смещения и благоприятнее условия для распространения электромагнитных волн. Следовательно, одно и то же вещество при низких частотах может являться хорошим проводником, а при высоких частотах — диэлектриком. Например, морская вода при $f < 9 \cdot 10^6$ гц считается проводником, а при $f > 9 \cdot 10^{10}$ гц — диэлектриком; сырая почва при $f < 18 \cdot 10^3$ гц является проводником, а при $f > 18 \cdot 10^7$ гц — диэлектриком.

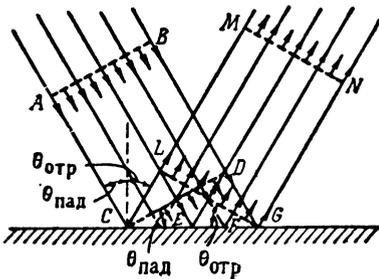
Для несовершенного проводника отношение $\epsilon\omega/\gamma$ не равно нулю, как для идеального проводника, что означает наличие некоторого тока смещения и электрического поля небольшой напряженности. Скорость распространения электромагнитных волн в металлических проводниках значительно меньше скорости света

и имеет величину порядка скорости распространения звука. В соответствии с этим длина волны исчисляется долями сантиметра. Так, например, электромагнитные волны с частотой, соответствующей $\lambda_0 = 1$ м в пустоте, для меди имеют длину $\lambda = 2,4 \cdot 10^{-3}$ см. Вследствие того, что напряженность электрического поля в проводниках очень мала, волновое сопротивление их также очень мало: в сотни тысяч раз меньше, чем для идеального диэлектрика.

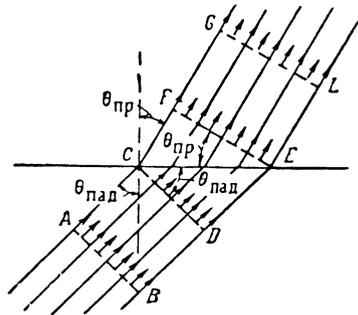
Неблагоприятные условия распространения электромагнитных волн в металлических проводниках находят свое выражение в быстром уменьшении плотности тока по мере его проникновения в глубь проводника. Ориентировочно длина волны может служить мерой проникновения электромагнитных волн в проводник. Таким образом, магнитное поле, а соответственно и ток высокой частоты, распределяются лишь по наружной поверхности металлического проводника (явление поверхностного эффекта).

§ 2. ОТРАЖЕНИЕ, ПРЕЛОМЛЕНИЕ, ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ И ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Так как радиоволны, как и свет, имеют природу электромагнитных колебаний, то они подчиняются общим законам оптики. Согласно этим законам радиоволны распространяются в однородной среде прямолинейно, а если однородность среды нарушается, то они в зависимости от характера неоднородности подвергаются отражению, преломлению, интерференции и дифракции.



Фиг. 4.1. Отражение электромагнитных волн.



Фиг. 4.2. Преломление электромагнитных волн.

Явление отражения заключается в том, что электромагнитные волны, падая на границу раздела двух сред с различными значениями диэлектрической и магнитной проницаемости, возвращаются в ту же среду. Это явление иллюстрируется фиг. 4.1, где падающая волна с фронтом AB , достигнув плоскости раздела двух сред, вызывает появление отраженной волны с фронтом LG . Отраженную волну можно рассматривать как совокупность элементарных волн, возбуждаемых последовательно в точках C, E, F, G .

Так как в точку C падающая волна приходит раньше, чем в точку G , то за это время волна, отраженная от точки C , успевает пройти некоторое расстояние CL . Падающая и отраженная волны распространяются с одинаковой скоростью, а поэтому

$$CL = DG$$

или

$$CG \cdot \sin \theta_{\text{пад}} = CG \cdot \sin \theta_{\text{отр.}}$$

Отсюда следует, что *угол падения $\theta_{\text{пад}}$ равен углу отражения $\theta_{\text{отр.}}$* .

Явление преломления заключается в том, что электромагнитные волны при переходе из одной среды с параметрами ϵ_1, μ_1 в другую среду с параметрами ϵ_2, μ_2 изменяют свою скорость распространения, вследствие чего изменяется направление распространения электромагнитной волны (фиг. 4.2).

Каждая среда характеризуется определенным *коэффициентом преломления n* , равным отношению скоростей распространения электромагнитной волны в вакууме и в данной среде

$$n = \frac{c}{v} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{\sqrt{\epsilon \mu}}{1}$$

Можно считать, что для любого диэлектрика $\mu = \mu_0$. При этом условии показатель преломления

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}} \tag{4.4}$$

Если показатель преломления $n > 1$, что соответствует $\epsilon > \epsilon_0$, то при переходе электромагнитной волны из вакуума в данную среду уменьшается скорость распространения волны. При $n < 1$ преломленная волна распространяется с большей скоростью, чем падающая волна в вакууме¹.

За время, необходимое для того, чтобы точка D фронта CD падающей волны достигла границы раздела двух сред, преломленная волна из точки C проходит во второй среде расстояние CF :

$$\frac{DE}{v_1} = \frac{CF}{v_2}$$

где v_1 — скорость распространения электромагнитной волны в первой среде;

v_2 — скорость распространения электромагнитной волны во второй среде.

Из фиг. 4.2 видно, что

$$DE = CE \cdot \sin \theta_{\text{пад}}; CF = CE \cdot \sin \theta_{\text{пр.}}$$

¹ Здесь говорится о фазовой скорости электромагнитных волн, которая, как доказано в гл. VIII, в общем случае не равна скорости распространения электромагнитной энергии. Последняя не может быть больше скорости света.

Следовательно, между углами падения $\theta_{\text{пад}}$ и преломления $\theta_{\text{пр}}$ существует зависимость

$$\frac{\sin \theta_{\text{пад}}}{\sin \theta_{\text{пр}}} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{v_1}{c} \cdot \frac{c}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (4.5)$$

где n_1 — показатель преломления первой среды;
 n_2 — показатель преломления второй среды.

Интерференцией называется сложение электромагнитных волн в пространстве. При одинаковой частоте интерферирующих волн интенсивность результирующей волны зависит от сдвига фаз между соответствующими (электрическими и магнитными) полями составляющих волн. Примером интерференции может служить сочетание стоячих волн в результате сложения падающей и отраженной бегущих волн.

Дифракцией называется способность электромагнитных волн отклоняться от прямолинейного движения, благодаря чему электромагнитные волны могут огибать неровности поверхности, на которую они падают. Явление дифракции обусловлено тем, что место падения электромагнитных волн становится источником вторичного излучения, за счет которого и происходит огибание неровностей поверхности.

Дифракция проявляется тем больше, чем больше длина волны по сравнению с линейными размерами поверхности, на которую падают электромагнитные волны. Это объясняется тем, что с увеличением длины волны уменьшаются потери энергии в среде, на которую падают электромагнитные волны, и усиливается рассеяние их в первой среде.

§ 3. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Рассмотрим физическую сущность отражения и преломления электромагнитных волн, обратив особое внимание на структуру электромагнитных полей возле границы раздела двух сред (граничные условия).

При падении на поверхность другой среды электромагнитная волна возбуждает в ней ток, который вызывает появление в первой среде вторичной электромагнитной волны, называемой *отраженной*, и в другой среде — волны, называемой *преломленной*.

Соотношение между интенсивностью падающей, отраженной и преломленной волн определяется соотношением между волновыми сопротивлениями первой и второй сред. Это легко понять, если рассматривать первую среду как линию передачи, а вторую среду — как нагрузку для линии передачи.

Частный случай. Поперечная электромагнитная волна $S_{\text{пад}}$ (фиг. 4.3) падает из идеального диэлектрика на плоскость $ABCD$ идеального проводника под прямым углом к этой плоскости. В этом случае векторы $E_{\text{пад}}$ и $H_{\text{пад}}$ параллельны плоскости $ABCD$.

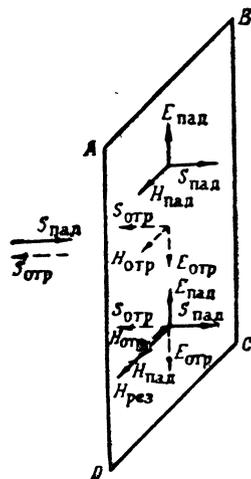
В идеальный проводник электромагнитные волны не проникают, они полностью отражаются от его поверхности, и поскольку углы падения и отражения равны, то векторы Умова—Пойнтинга падающей ($S_{\text{пад}}$) и отраженной ($S_{\text{отр}}$) волн направлены навстречу друг другу. Противоположно направлены также векторы электрического поля отраженной ($E_{\text{отр}}$) и падающей ($E_{\text{пад}}$) волн, так как результирующее электрическое поле в идеальном проводнике равно нулю. Пользуясь вектором Умова—Пойнтинга, можно убедиться в том, что при данных направлениях векторов $E_{\text{отр}}$ и $S_{\text{отр}}$ магнитное поле отраженной волны совпадает по направлению с магнитным полем падающей волны. Следовательно, результирующее магнитное поле направлено вдоль плоскости $ABCD$ и имеет напряженность $H_{\text{рез}} = 2H_{\text{пад}}$. Ток, вызывающий результирующее магнитное поле, направлен перпендикулярно линиям магнитного поля и только скользит по наружной поверхности проводника, не проникая в его толщу.

Здесь же, на границе раздела, напряженность электрического поля прямо пропорциональна поверхностной плотности зарядов проводника, а напряженность магнитного поля — поверхностной плотности тока того же проводника.

Рассматриваемый случай соответствует короткозамкнутой двухпроводной линии, так как волновое сопротивление эквивалентной линии (свободного пространства) $\rho_1 = 377 \text{ ом}$, а сопротивление нагрузки (волновое сопротивление идеального проводника) $\rho_2 = 0$. Как известно, в конце короткозамкнутой линии ток удваивается при напряжении $u = 0$, а вдоль такой линии падающая и отраженная волны образуют стоячие волны. Аналогично при отражении электромагнитной волны от идеально проводящей поверхности напряженность магнитного поля удваивается при напряженности электрического поля $E = 0$, причем в диэлектрике возникают стоячие волны, а в проводнике волны полностью отсутствуют.

Теперь можно сформулировать граничные условия: на границе идеально проводящей среды электрическое поле не имеет тангенциальной (продольной) составляющей, а магнитное поле не имеет нормальной (поперечной) составляющей. Иными словами, силовые линии электрического поля всегда перпендикулярны, а магнитные силовые линии всегда параллельны поверхности идеального проводника.

По мере уменьшения проводимости среды, на которую падают электромагнитные волны из диэлектрика, силовые линии электрического поля все более отклоняются от перпендикуляра к поверх-



Фиг. 4.3. Электрическое и магнитное поля на границе раздела идеального проводника.

ности проводника, в электрическом поле появляется горизонтальная составляющая, электромагнитные волны глубже проникают в проводящую среду, и потери энергии в этой среде возрастают.

§ 4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЗЕМЛИ И АТМОСФЕРЫ

Радиоволны распространяются в атмосфере над земной поверхностью. В связи с этим на дальность радиосвязи влияют электрические свойства почвы и атмосферы, а в ряде случаев и рельеф местности.

Земля является полупроводящей средой. Следовательно, ее электрические свойства в значительной мере зависят от частоты.

В диапазоне длинных волн земля наиболее близка к идеальному проводнику. По этой причине радиоволны длинноволнового диапазона почти полностью отражаются от земли и мало теряют в ней переносимой энергии. С уменьшением длины волны проводимость почвы уменьшается и соответственно увеличивается глубина проникновения электромагнитных волн в почву. Это не значит, что с ростом частоты тепловые потери в земле неизменно возрастают. Когда частота электромагнитных волн становится настолько большой, что почва по свойствам приближается к идеальному диэлектрику, то потери энергии в земле уменьшаются; однако доля энергии, заключенной в волнах, распространяемых над поверхностью Земли, по-прежнему становится меньше.

Земная атмосфера является газообразным слоем. Научные исследования, проведенные посредством искусственных спутников Земли и космических ракет, показали, что атмосфера простирается по высоте свыше 3000 км. Она разделяется на тропосферу (высота слоя до 15 км) и стратосферу.

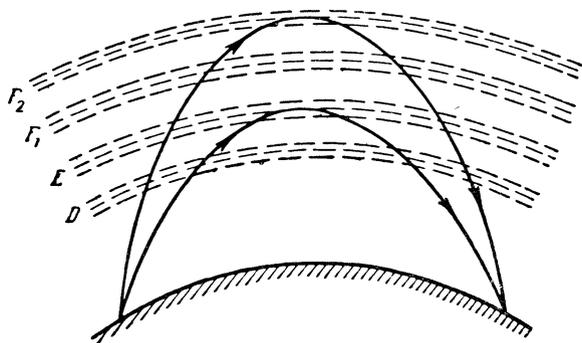
Тропосфера и частично стратосфера (до 90 км) представляют собой однородную смесь азота, кислорода, водяных паров и других составляющих. В нормальных условиях с увеличением высоты температура, влажность и давление воздуха в тропосфере непрерывно уменьшаются. По электрическим свойствам тропосфера является хорошим диэлектриком, близким к идеальному.

В верхних слоях атмосферы под влиянием ультрафиолетовых лучей и корпускул (частиц) Солнца происходит расщепление нейтральных молекул на положительные ионы и электроны, в результате чего образуется область ионизации, называемая *ионосферой*. Возникшие ионы и электроны, находясь в движении, сталкиваются, и поэтому наряду с ионизацией происходит частичное восстановление (рекомбинация) нейтральных молекул.

Степень ионизации атмосферы по высоте распределяется неравномерно. С одной стороны, по мере удаления от Земли должно наблюдаться усиление ионизации в связи с увеличением интенсивности солнечного излучения, а с другой стороны, с ростом высоты происходит разрежение воздуха и число молекул, участвующих в ионизации, уменьшается. Отсюда следует вывод о существовании определенного уровня атмосферы с максимальной степенью

ионизации. Оказывается, что таких уровней существует несколько¹. Дело в том, что на высотах свыше 90 км солнечное излучение вызывает диссоциацию атмосферного азота и кислорода: молекулы этих газов, каждая из которых содержит два атома, распадаются на атомы, и над слоем однородного по составу воздуха возникают слои с преимущественным содержанием молекулярного кислорода, молекулярного азота, атомарного кислорода и атомарного азота.

Эти элементы в различной степени ионизируются ультрафиолетовыми лучами солнца, и, таким образом, ионосфера принимает слоистый характер (фиг. 4.4).



Фиг. 4.4. Ионизированные слои атмосферы.

Различаются четыре ионизированных слоя: D , E , F_1 и F_2 . Слой D находится на высоте 60—80 км, слой E — на высоте 100—130 км, слой F_1 — на высоте 180—230 км, а высота слоя F_2 изменяется от 200 до 450 км.

Из перечисленных слоев наименее ионизированным является D , затем следуют слои E , F_1 , F_2 .

В ночное время из-за отсутствия ионизации (нет солнечного излучения) следовало бы ожидать полного рассеяния ионосферы, но это не наблюдается, так как не все ионы и свободные электроны успевают соединиться в нейтральные молекулы. Слои E и F_2 ночью сохраняются, хотя интенсивность ионизации их значительно меньше, чем днем, и только слои D и F_1 в это время суток полностью исчезают. Кроме того, высота слоя F_2 понижается, приближаясь к своей нижней границе 200—300 км.

Электромагнитные волны, попадая в ионосферу, возбуждают в ней колебания электронов, полученных в результате ионизации. Поэтому ионосфера в отличие от нижних слоев атмосферы яв-

¹ Последние исследования, проведенные при помощи космических ракет и искусственных спутников планет, не подтвердили наличия нескольких максимумов плотности ионизации атмосферы. Однако теория распространения радиоволн излагается пока без принципиальных изменений, так как выводы, основанные на слоистой структуре ионосферы, остаются в силе.

ляется несовершенным диэлектриком. Диэлектрическую проницаемость ионосферы можно определить следующим образом.

Как было доказано, диэлектрическая проницаемость полупроводящей среды выражается формулой

$$\varepsilon' = \varepsilon - j \frac{\gamma}{\omega}. \quad (4.3)$$

Если в единице объема ионизированной среды содержится N электронов, каждый из которых имеет заряд e , то общий заряд этого объема равен Ne . В таком случае через единичную площадку, перпендикулярную вектору скорости электронов \dot{v} , за 1 сек. проходит заряд $Ne\dot{v}$, т. е. плотность тока проводимости

$$\dot{\delta} = Ne\dot{v}.$$

Последняя связана с напряженностью электрического поля зависимостью

$$\dot{\delta} = \gamma \dot{E},$$

а поэтому удельная проводимость ионизированной среды

$$\gamma = \frac{Ne\dot{v}}{\dot{E}}. \quad (4.6)$$

Сила, действующая на каждый электрон, помещенный в электрическое поле, равна $e\dot{E}$. Эта же сила может быть выражена как произведение массы электрона m на ускорение $\frac{d\dot{v}}{dt}$. Следовательно,

$$e\dot{E} = m \frac{d\dot{v}}{dt}.$$

Если скорость электронов изменяется по синусоидальному закону

$$\dot{v} = v_m e^{j\omega t},$$

то ускорение электронов

$$\frac{d\dot{v}}{dt} = j\omega v_m e^{j\omega t} = j\omega \dot{v},$$

а

$$e\dot{E} = m \frac{d\dot{v}}{dt} = jm\omega \dot{v}.$$

Отсюда находим напряженность электрического поля

$$\dot{E} = j \frac{m\omega \dot{v}}{e}.$$

Подставляем это выражение в формулу (4.6):

$$\gamma = \frac{Ne\dot{v}}{\dot{E}} = \frac{Ne^2}{jm\omega},$$

после чего формула (4.3) принимает вид

$$\epsilon' = \epsilon - j \frac{\gamma}{\omega} = \epsilon - \frac{Ne^2}{m\omega^2} = \epsilon - \frac{Ne^2}{(4\pi)^2 f^2 m}.$$

Разделив обе части равенства на диэлектрическую проницаемость неионизированного воздуха $\epsilon = \epsilon_0$ и подставив значение $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{к}$, $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{кг}$, $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi \cdot 10^9} \text{дл/м}$, получим

$$\frac{\epsilon'}{\epsilon_0} = 1 - \frac{Ne^2}{(4\pi)^2 f^2 m \epsilon_0} = 1 - 80,8 \frac{N}{f^2}. \quad (4.7)$$

Если в данной формуле электронная плотность N выражена числом электронов в м^3 воздуха, то частота f выражена в гц . Если же N измеряется в см^3 , то f — в кгц .

Формула (4.7) показывает, что диэлектрическая проницаемость ионосферы ϵ' благодаря электронной проводимости оказывается меньше диэлектрической проницаемости неионизированного воздуха $\epsilon = \epsilon_0$. Проводимость ионосферы возрастает с увеличением плотности ионизации N и уменьшением частоты электромагнитных волн. Первое очевидно, а последнее объясняется тем, что чем больше период времени, в течение которого совершается полное колебание электронов, вызванное электромагнитными волнами, тем больше амплитуда этих колебаний. Таким образом, *диэлектрическая проницаемость ионизированных слоев воздуха по мере повышения плотности ионизации и понижения частоты проходящих через ионосферу волн уменьшается.*

В связи с уменьшением диэлектрической проницаемости фазовая скорость электромагнитных волн при переходе их из нижних слоев атмосферы в ионосферу увеличивается, что влечет за собой преломление и отражение электромагнитных волн.

Кроме того, наличие ионосферы проявляется в поглощении энергии электромагнитных волн. Электромагнитная энергия затрачивается потому, что электроны, колеблясь под воздействием электромагнитных волн, сталкиваются с нейтральными молекулами и ионами. При этих столкновениях энергия электронов расходуется на усиление беспорядочного движения молекул и ионов. *С увеличением частоты электромагнитных волн проводимость ионосферы понижается, колеблющиеся электроны реже сталкиваются с молекулами и потери энергии в ионосфере уменьшаются.*

§ 5. ВЛИЯНИЕ ИОНОСФЕРЫ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Рассмотрим подробнее процесс преломления радиоволн в ионосфере. Сначала допустим, что диэлектрическая проницаемость атмосферы изменяется с высотой скачками, понижаясь от ϵ_0 к ϵ_1 , $\epsilon_2 \dots \epsilon_n$ (фиг. 4.5). Соответственно увеличивается фазовая ско-

рость электромагнитных волн v и уменьшается показатель преломления n , который, начиная от

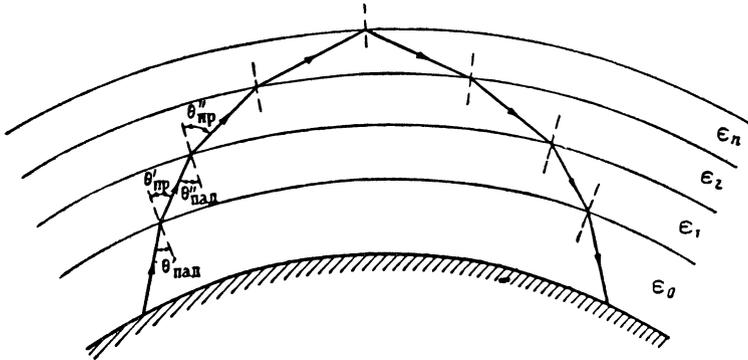
$$n_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_0}} = 1$$

принимает значения, меньшие единицы:

$$n_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}} > n_2 = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_0}} > n_3 = \sqrt{\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_0}} > \dots$$

Согласно формуле (4.5)

$$\frac{\sin \theta_{\text{пад}}}{\sin \theta_{\text{пр}}} = \frac{n_2}{n_1}$$



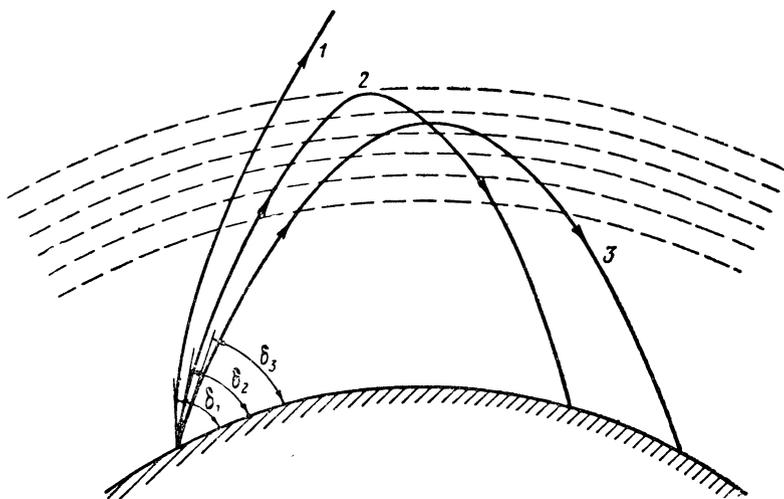
Фиг. 4.5. Преломление радиоволн в ионосфере.

угол преломления $\theta_{\text{пр}}$ больше угла падения $\theta_{\text{пад}}$ (поскольку $n_2 < n_1$), а так как увеличение $\theta_{\text{пр}}$ сопровождается увеличением угла падения на следующий слой, то это может привести к тому, что в каком-то ионизированном слое с диэлектрической проницаемостью ε_n произойдет полное внутреннее отражение, т. е. угол преломления станет равным 90° . В этом положении луч неустойчив и либо сразу же отклоняется вниз, либо сначала переходит в верхний, более ионизированный слой, а затем преломляется в направлении к Земле.

В действительности путь, описываемый волной, несколько отличается от описанного: так как диэлектрическая проницаемость ионосферы изменяется по высоте плавно, то форма лучей получается криволинейной (фиг. 4.6).

Волны, отражаемые от ионосферы к Земле, полезны для радиосвязи, а поэтому необходимо уточнить условия их возникновения. Возможность отражения радиоволн от ионосферы определяется тремя обстоятельствами: 1) начальным углом падения радиоволн на нижний слой ионосферы, т. е. наклоном волны в момент ее излучения; 2) плотностью ионизации данного ионизированного слоя; 3) частотой электромагнитных волн.

Очевидно, что чем меньше начальный угол возвышения луча δ , тем меньше должно быть преломление волны, чтобы она отразилась к Земле. В то время как волна 1 с углом возвышения δ_1 проходит через ионизированный слой, не отразившись от него к Земле, волна 2 с меньшим углом возвышения δ_2 возвращается на Землю, а волна 3 с углом $\delta_3 < \delta_2$ отражается от ионосферы даже на меньшей высоте. Наименее вероятно отражение радиоволн от ионосферы, если волны излучаются отвесно ($\delta = 90^\circ$).



Фиг. 4. 6. Влияние угла наклона волны на ее траекторию.

С увеличением плотности ионизации N преломление радиоволн в данном ионизированном слое усиливается (ϵ и n в большей мере уменьшаются с высотой), вследствие чего отражение волн к Земле облегчается. Для каждого ионизированного слоя существует критическое значение угла возвышения $\delta_{кр}$, выше которого отражение радиоволн данной частоты от этого слоя невозможно. Если слой D (фиг. 4. 4) не отразил волну к Земле, то это способен сделать слой E , как более ионизированный. Если же и слой E не отразил радиоволны, то не исключена возможность, что это сделает слой F_1 , а тем более F_2 . Но в том случае, когда наиболее ионизированный слой F_2 при любом угле возвышения луча к поверхности Земли не создает требуемого отражения, возвращение волны на Землю полностью исключено.

Увеличение частоты электромагнитных волн понижает проводимость ионосферы и ее преломляющие свойства [см. формулу (4. 7)]. Поэтому повышение частоты электромагнитных волн сопровождается понижением критического угла возвышения лучей $\delta_{кр}$ для данного ионизированного слоя или требует повышения

плотности ионизации N для сохранения неизменным критического угла $\delta_{кр}$.

Такая связь между частотой волны и необходимой для ее отражения плотностью ионизации N позволила ввести понятие «критическая длина волны ионизованного слоя $\lambda_{кр}$ ». Это такая длина волны, меньше которой невозможно отражение волн к Земле, если они направлены вертикально. Критическая длина волны наиболее ионизированного слоя F_2 равна $\lambda_{кр} = 23 \div 45$ м. Это значит, что радиоволны, имеющие длину волны $\lambda > 23 \div 45$ м, при любом угле падения на ионосферу отражаются ею к Земле. Если же $\lambda < 23 \div 45$ м, то возвращение волн на Землю возможно лишь при условии, что лучи излучаемых радиоволн в достаточной степени отклоняются от перпендикуляра к поверхности ионосферы.

§ 6. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДЛИННЫХ И СРЕДНИХ ВОЛН

Радиоволны в зависимости от угла возвышения их лучей над земной поверхностью разделяются на *поверхностные* и *пространственные*. Поверхностные волны при излучении имеют угол возвышения, не превышающий $3-4^\circ$, а пространственные волны излучаются под большими углами к земной поверхности.

Для того чтобы поверхностные волны распространялись на большие расстояния, необходимо, чтобы дифракция радиоволн была значительной и вместе с тем потери электромагнитной энергии в Земле были малыми. Пространственные волны распространяются вследствие преломления и отражения их в ионосфере. Дальность распространения пространственных волн может быть большой при условии, что потери энергии этих волн в ионосфере малы и расстояние от передающей радиостанции до места падения волн, отраженных от ионосферы, велико.

В длинноволновом диапазоне ($\lambda > 1000$ м) Землю можно считать идеальным проводником. Дифракция в этом диапазоне выражена весьма ярко. Ионосфера на длинных волнах отличается наибольшей проводимостью и наименьшей диэлектрической проницаемостью. При этих условиях радиоволны резко отражаются от нижнего слоя ионосферы (D — днем и E — ночью) и от Земли, т. е. распространяются в пространстве, ограниченном Землей и нижним слоем ионосферы. Если $\lambda > 20$ км, то поглощение энергии в морской воде сравнительно мало и даже возможна связь с подводными лодками, погруженными на небольшую глубину.

Электрические свойства почвы, а также слоев D и E изменяются очень медленно. Это определяет устойчивый характер распространения длинных волн.

Прием в длинноволновом диапазоне резко ухудшается из-за сильных атмосферных помех, которые возникают при грозовых разрядах и могут быть вызваны электрическими зарядами, переносимыми к антенне приемника с каплями дождя, со снегом и т. д. Грозовые разряды, как известно, наблюдаются в тропосфере и связаны с воздушными потоками, интенсивность которых

зависит от солнечного излучения. Поэтому атмосферные помехи усиливаются по мере приближения к экватору и имеют особенно большую величину летом, в годы максимальной солнечной деятельности. Атмосферные помехи могут быть гладкими, т. е. иметь примерно одинаковую амплитуду, или импульсными. Грозовые разряды сопровождаются импульсными помехами. Анализ спектра этих помех показывает, что интенсивность их возрастает по мере уменьшения частоты. Вот почему атмосферные помехи наиболее значительны в длинноволновом диапазоне.

При переходе от длинноволнового диапазона к средневолновому ($\lambda = 100 \div 1000$ м) несколько уменьшается проводимость Земли и ионосферы. Ее диэлектрическая проницаемость увеличивается, приближаясь к диэлектрической проницаемости нижних слоев атмосферы. Возрастает потеря энергии в Земле, а пространственные волны глубже проникают в ионосферу, последовательно преломляясь в ней и отражаясь в направлении к Земле. На расстоянии в несколько сот километров поверхностные волны поглощаются в Земле в такой степени, а дифракция проявляется настолько слабо, что преобладающее значение в распространении радиоволн приобретают пространственные волны. В радиусе $50 \div 200$ км от передающей антенны поверхностные и пространственные волны имеют примерно равную интенсивность.

Атмосферные помехи на средних волнах намного меньше, чем на длинных, но они все еще сильно затрудняют прием сигналов.

Так как ионизация атмосферы в основном обусловлена солнечным излучением, то состояние ионосферы зависит от времени суток и года. Ночью слой *D* исчезает, а поэтому значительное поглощение им энергии, которое происходило днем, полностью исключается, и отражение происходит от более высокого слоя *E*. По этой причине ночью дальность связи на средних волнах оказывается больше, чем днем, а зимой условия приема дополнительно улучшаются за счет уменьшения электронной плотности ионосферы и ослабления атмосферных помех.

Нарушение устойчивости радиосвязи особенно сильно проявляется в области равной интенсивности поверхностной и пространственной волн из-за явления *ближнего замирания (фединга)*. Неустойчивость состояния ионосферы приводит к изменению траектории пространственной волны, вследствие чего фазовый сдвиг между поверхностной и пространственной волнами периодически изменяется и результирующая волна то усиливается, то ослабляется, вплоть до полного прекращения приема.

Поскольку для длинных волн Земля обладает высокой проводимостью, эти волны имеют вертикальную поляризацию, т. е. силовые линии электрического поля перпендикулярны земной поверхности, а силовые линии магнитного поля параллельны ей.

За счет конечной проводимости Земли в средневолновом диапазоне появляется горизонтальная составляющая электрического поля, имеющая небольшую величину. В связи с этим возникает эллиптическая поляризация волны. Последняя практически ска-

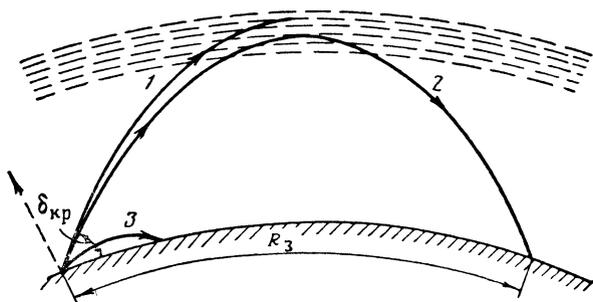
зывается только при плохой проводимости почвы и в наиболее коротковолновой части средневолнового диапазона.

§ 7. РАСПРОСТРАНЕНИЕ КОРОТКИХ ВОЛН

Короткие волны ($\lambda = 10 \div 200$ м) достигают наиболее высокого слоя ионосферы F_2 (или F_1), отражаясь от них к Земле. При переходе от средних волн к коротким потери электромагнитной энергии в Земле значительно увеличиваются, а в ионосфере уменьшаются. Поэтому в коротковолновом диапазоне связь поверхностными волнами уже на расстоянии в несколько десятков километров практически невозможна, тогда как при помощи пространственных волн при сравнительно небольшой мощности передатчика можно обеспечить связь на расстоянии 10 000—20 000 км.

Преимущественное влияние ионосферы на движение пространственных волн определяет ряд характерных особенностей распространения энергии в коротковолновом диапазоне.

Первой особенностью является наличие зоны молчания вокруг передатчика. *Зоной молчания* называется область пространства, ограниченная максимальной дальностью приема поверхностных волн и минимальной дальностью приема пространственных волн.



Фиг. 4.7. Траектории распространения радиоволн в коротковолновом диапазоне.

1 и 2—распространенные волны, 3—поверхностная волна.

Так как по мере уменьшения длины волны преломление волн в ионосфере уменьшается, радиоволны коротковолнового диапазона могут пройти сквозь ионосферу, не отразившись от нее к Земле (луч 1 на фиг. 4.7). Для того чтобы этого не было, рабочая длина волны должна быть больше критической длины волны слоя F_2 ($\lambda_{кр} = 23 \div 45$ м) либо при более коротких рабочих волнах угол возвышения луча должен быть меньше критического угла $\delta_{кр}$ (луч 2). В таких условиях расстояние между наземными пунктами излучения и приема не может быть меньше определенной величины R_3 .

Следовательно, для электромагнитных волн с длиной волны $\lambda < 23 \div 45$ м существует минимальное расстояние от передатчика,

на котором возможна связь пространственной волной, и так как поверхностная волна Z весьма значительно затухает на малом расстоянии от передатчика, то появляется зона молчания.

С уменьшением длины волны угол $\delta_{кр}$ уменьшается и соответственно радиус зоны молчания R_3 увеличивается. В связи с уменьшением степени ионизации слоя F ночью и зимой радиус R_3 больше, чем летом и днем. Ориентировочно летом в полдень при длине волны $\lambda=15$ м радиус зоны молчания $R_3=2000$ км, при $\lambda=20$ м $R_3=1500$ км, при $\lambda=30$ м $R_3=750$ км и при $\lambda=40$ м $R_3=250$ км.

Наличие зоны молчания определяет *минимально применимую длину волны* λ_{min} , ниже которой невозможна связь на данном расстоянии от передатчика. Между λ_{min} и критической длиной волны $\lambda_{кр}$ того ионизированного слоя, от которого произошло отражение волны, существует зависимость

$$\lambda_{min} = \lambda_{кр} \sin \delta_{кр}.$$

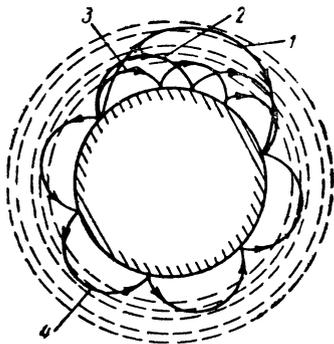
Как и следовало ожидать, с уменьшением угла наклона луча $\delta_{кр}$ связь можно установить на более высоких частотах, т. е. минимально применимая длина волны уменьшается, но тогда радиус зоны молчания возрастает. Значение длины волны λ_{min} близко к оптимальному для радиосвязи, ибо оно соответствует кратчайшему пути волны от передатчика к приемнику и наименьшему поглощению в слоях D и E .

Минимально применимая длина волны, как и радиус зоны молчания, зависит от времени суток. В дневное время рекомендуется применять волны, имеющие $\lambda=10 \div 25$ м, ночью следует пользоваться волнами с $\lambda=35 \div 100$ м и в случае промежуточной освещенности оптимальными являются волны с $\lambda=25 \div 35$ м. Имея в виду, что потери электромагнитной энергии в ионосфере уменьшаются с увеличением частоты, желательно в любое время суток осуществлять радиосвязь на наиболее коротких волнах. В действительности это невозможно, потому что в ночное время радиус зоны молчания для дневных, т. е. наиболее коротких волн данного диапазона, превышает расстояние между любыми наземными пунктами. Значит, ночью необходимо применять более длинные волны коротковолнового диапазона, чем днем.

Количество наиболее выгодных волн для связи может достигать даже шести, если учесть различные условия распространения коротких волн летом и зимой, 11-летний период изменения солнечной деятельности и различную степень солнечной активности на пути движения радиоволн между пунктами связи, удаленными на очень большое расстояние.

Второй особенностью распространения коротких волн является то, что в этом диапазоне сильно сказывается ряд факторов, нарушающих устойчивость связи. Передающая антенна, не имеющая остронаправленного действия, излучает радиоволны в большом телесном угле (фиг. 4. 8). В зависимости от угла наклона излучаемых волн связь между передающей и приемной антеннами может происходить за счет волн, отразившихся от ионосферы один раз (вол-

на 1) или несколько раз (волны 2, 3). Так как ионосфера неоднородна, то изменение фазы и плоскости поляризации даже одной и той же группы волн в процессе ее движения в ионосфере не будет одинаковым. Это в еще большей степени относится к волнам, отражающимся от ионосферы несколько раз. В результате интерференции такого рода волн в приемной антенне происходит усиление или ослабление сигнала в зависимости от состояния ионосферы. Описанное явление называется *дальним замиранием* (федингом).



Фиг. 4. 8. Многократное отражение радиоволн от ионосферы.

В коротковолновом диапазоне возможно также ближнее и дальнее эхо. Радиоэхо — это повторение сигнала в результате последовательного приема волн, отразившихся от ионосферы один раз или многократно. При этом ближнее эхо образуется за счет волн, распространяющихся от передающей антенны к приемной по кратчайшему пути (волны 1, 2, 3), а в образовании дальнего эха участвуют волны, как однажды отразившиеся от ионосферы (волна 1), так и обогнувшие земной шар по дальнему пути (волна 4). Радиоэхо имеет практическое значение в случае приема коротких сигналов (например, фототелеграфных).

Третьей особенностью является то, что атмосферные помехи на коротких волнах значительно слабее, чем на средних и длинных. Тем не менее во время глубоких замираний принимаемого сигнала атмосферные помехи уже существенно влияют на качество радиоприема.

В 1946 г. советский ученый Н. И. Кабанов установил возможность дальнего рассеяния коротких волн. Это явление, названное *эффектом Кабанова*, заключается в том, что если волны после отражения от ионосферы падают на неровную поверхность Земли, то они рассеиваются в месте падения; часть рассеянных волн направляется обратно к ионосфере и может по тому же пути возвратиться к месту излучения.

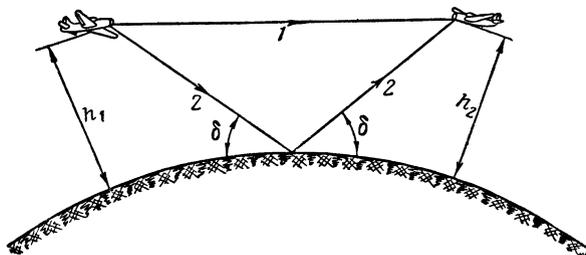
Эффект Кабанова бывает полезным и вредным. Например, уже нашел широкое применение метод *возвратно-наклонного зонди-*

рования ионосферы, согласно которому по волнам, рассеянным в пункте приема, устанавливаются дальность этого пункта и условия прохождения к нему коротких волн. На основании полученных данных подбираются наиболее выгодные волны для радиосвязи с тем или иным пунктом.

Эффект Кабанова может быть использован в радиолокации. Если прежде ионосфера ограничивала возможности радиолокации, то теперь она расширяет их.

§ 8. РАСПРОСТРАНЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ВОЛН НА МАЛЫЕ РАССТОЯНИЯ

Ультракороткие волны (УКВ) делятся на метровые ($\lambda = 1 \div 10$ м), дециметровые ($\lambda = 0,1 \div 1$ м), сантиметровые ($\lambda = 1 \div 10$ см) и миллиметровые ($\lambda = 1 \div 10$ мм). Волнам УКВ соответствуют сверхвысокие частоты (СВЧ). В литературе нередко к сверхвысоким частотам относят только волны, длина которых не превышает 30 см или 1 м.



Фиг. 4.9. К определению предельной дальности прямой видимости.

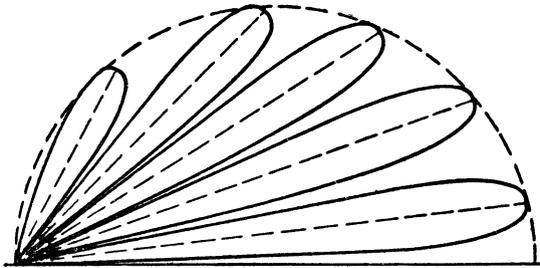
В диапазоне ультракоротких волн проводимость ионосферы выражена весьма слабо. Ее диэлектрическая проницаемость настолько близка к диэлектрической проницаемости нижних слоев атмосферы, что УКВ проходят сквозь ионосферу, не получив достаточного преломления для отражения к Земле. Поэтому в большей части диапазона ультракоротких волн связь пространственными лучами полностью исключена, несмотря на минимальные потери энергии в ионосфере.

Вместе с тем дифракция на УКВ выражена весьма слабо. Отсюда следует, что дальность связи между наземными пунктами за счет поверхностных лучей ультракоротких волн крайне ограничена. При таких условиях существенное значение приобретает кривизна земной поверхности, которая определяет дальность прямой геометрической видимости (фиг. 4.9). Последняя вычисляется по формуле

$$D = 3,57 (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}),$$

где D — предельная дальность прямой видимости в км;
 h_1, h_2 — высота передающей и приемной антенн в м.

Если передающая и приемная антенны находятся на некоторой высоте над землей (что характерно для радиолокационных станций), то в приемной антенне интерферируют как прямая 1, так и отраженная 2 от Земли волны. С изменением угла возвышения луча δ при неизменном расстоянии между передающей и приемной антеннами изменяется разность хода, а следовательно, и разность фаз интерферирующих прямой и отраженной волн. В результате напряженность поля последовательно то увеличивается, то уменьшается, и под влиянием отражения от Земли диаграмма направленности антенны в вертикальной плоскости даже при ненаправленном излучении становится многолепестковой (фиг. 4.10). При малых высотах подвеса антенны отраженная волна нежелательна: в этом случае разность хода падающей и отраженной волн невелика и интерферирующие волны в значительной



Фиг. 4.10. Многолепестковая диаграмма направленности антенны в вертикальной плоскости, полученная в результате отражения от Земли.

мере компенсируют друг друга в приемной антенне (во время отражения от Земли фаза волны изменяется почти на 180°).

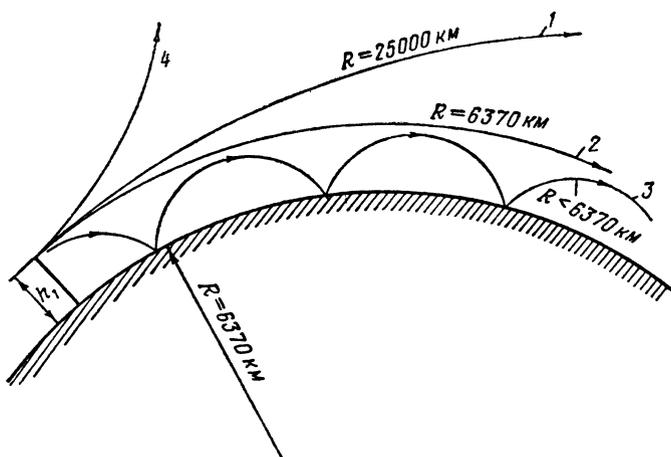
Одним из факторов, влияющих на дальность связи в диапазоне УКВ, является атмосферная рефракция. *Атмосферной рефракцией* называется явление многократного преломления электромагнитных волн в нижних слоях атмосферы. С увеличением высоты изменяются давление, температура, влажность воздуха. Эта неоднородность атмосферы вызывает плавное изменение показателя преломления воздуха, а следовательно, и искривление радиолучей. При средних изменениях давления, температуры и влажности показатель преломления воздуха с увеличением высоты на 100 м уменьшается на $4 \cdot 10^{-6}$, что приводит к искривлению лучей в сторону уменьшения радиуса кривизны от ∞ (прямолинейное распространение) до 25 000 км (луч 1 на фиг. 4.11). В результате дальность связи увеличивается до

$$D_{(км)} = 4,12 \sqrt{h_{1(м)} + h_{2(м)}}.$$

Это иллюстрируется фиг. 4.12: при высотах антенн h_1 и h_2 предельное расстояние прямой видимости равно AB , а вследствие атмосферной рефракции дальность увеличена до AC .

В тех случаях, когда изменения с высотой температуры, давления и влажности отклоняются от нормального, возникает *аномальная атмосферная рефракция*.

Имеются следующие разновидности аномальной рефракции: свехрефракция, атмосферный волновод и отрицательная рефракция. *Свехрефракция* может быть вызвана необычно высокой влажностью воздуха над водной поверхностью или понижением температуры нижних слоев атмосферы в результате быстрого охлаждения Земли. В таких случаях показатель преломления



Фиг. 4.11. Траектория распространения ультракоротких волн.

более значительно уменьшается с высотой, чем в «нормальных» условиях. Радиус кривизны траектории радиоволн R становится меньше 25000 км. Если уменьшение показателя преломления атмосферы на каждые 100 м высоты достигает $16 \cdot 10^{-6}$, то радиус кривизны R оказывается равным радиусу Земли — 6370 км (см.



Фиг. 4.12. Увеличение дальности связи за счет атмосферной рефракции.

луч 2 на фиг. 4.11). При более быстром уменьшении показателя преломления радиус R еще более уменьшается, и тогда радиоволны под некоторым углом падают на Землю, отражаются от

нее, затем вновь преломляются в тропосфере, вторично отражаются от Земли и т. д. (луч 3). Создается так называемый *атмосферный волновод*. При наличии сверхрефракции, а тем более атмосферного волновода волны УКВ распространяются далеко за пределы геометрической видимости. Условия распространения в атмосферном волноводе улучшаются с уменьшением длины волн. Поэтому по атмосферному волноводу преимущественно передаются сантиметровые и дециметровые волны.

Реже встречаются случаи отрицательной рефракции, когда показатель преломления увеличивается с высотой. Тогда знак радиуса кривизны радиолуча изменяется на обратный, луч (4) оказывается обращенным выпуклостью вниз, а дальность связи получается меньшей.

Для сантиметровых ($\lambda < 3$ см) и особенно миллиметровых волн характерно интенсивное поглощение энергии в атмосфере. Поглощение усиливается по мере уменьшения длины волны. На миллиметровых волнах к тому же наблюдается резонансное поглощение кислородом (при $\lambda = 5; 2,5; 1,7$ мм) и парами воды ($\lambda = 1, 33$ см) воздуха. Молекулы кислорода представляют собой электрические диполи, а молекулы водяного пара — магнитные. Электромагнитные волны возбуждают колебания диполей. При наступлении резонанса амплитуда этих колебаний возрастает, в связи с чем резко усиливается поглощение волн диполями.

Атмосферные помехи при УКВ весьма незначительны. Здесь сказывается ослабление амплитуды составляющих спектра импульсных атмосферных помех по мере увеличения частоты. В этом диапазоне приходится лишь учитывать атмосферные помехи, создаваемые космическим радиоизлучением. Такого рода помехи относятся к гладким. На низких радиочастотах космическое радиоизлучение не имеет существенного значения, так как оно несоизмеримо слабее импульсных атмосферных помех.

§ 9. ДАЛЬНЕЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ВОЛН

Увеличение дальности распространения УКВ за счет сверхрефракции происходит нерегулярно и не может быть использовано для устойчивой связи на дальние расстояния. Последнее десятилетие ознаменовалось открытием дальнего (на несколько сот километров) и притом устойчивого распространения УКВ, обусловленного своеобразной неоднородностью тропосферы (тропосферное распространение) и ионосферы (ионосферное распространение).

Тропосферное распространение УКВ происходит вследствие рассеяния электромагнитных волн на границах воздушных потоков. Напряженность поля рассеянной волны убывает обратно пропорционально третьей-четвертой степени расстояния, а поэтому для облучения рассеивающего объема тропосферы и для приема волн от него требуются мощные передатчики и остронаправленные антенны с большим коэффициентом усиления. Такие антенны мо-

гут быть практически осуществлены в диапазоне сантиметровых и дециметровых волн.

На метровом диапазоне дальняя связь осуществляется волнами, распространяемыми в ионосфере. Неустойчивое ионосферное распространение наблюдается на волнах длиной больше 5 м, при условии, что они отражаются от слоя F_2 , ионизированного днем при высокой солнечной активности. Изредка метровые волны распространяются путем отражения от спорадического слоя E , который по неизвестным еще причинам появляется и исчезает в ионосфере.

Более устойчивая связь на расстоянии до нескольких тысяч километров получается при рассеянии волн в неоднородностях, расположенных в ионосфере. Предполагают, что эти неоднородности находятся на уровне слоя E , возникая под влиянием воздушных течений. Основанием для такого предположения является наличие зоны молчания радиуса около 600 км и небольшие изменения среднего уровня напряженности поля в пределах 1000—2000 км от передатчика. Хотя это поле слабое, но оно значительно интенсивнее того, какое можно было ожидать по господствовавшему ранее взглядам ученых.

Непрерывное движение неоднородностей в ионосфере вызывает некоторые беспорядочные пульсации поля относительно его среднего уровня. Скорость движения неоднородности невелика — от десятков до сотен метров в секунду. Напряженность поля в данном случае быстро убывает с ростом частоты. Это тоже подтверждает ионосферный характер распространения волн, ибо согласно формуле (4.7) диэлектрическая проницаемость ионизированного слоя

$$\frac{\epsilon'}{\epsilon_0} = 1 - 80,8 \frac{N}{f^2}.$$

Такое влияние частоты ограничивает полосу пропускания линии связи. На линиях связи такого рода используются передатчики мощностью в единицы — десятки киловатт и антенны с коэффициентом усиления до 20÷25 дб.

Существует еще другая причина ионосферного распространения метровых волн — рассеяние волн в неоднородностях слоя E , возникающих в результате вторжения в земную атмосферу метеоров. Достаточно сказать, что в течение суток наблюдается вторжение 10^{10} метеорных частиц, имеющих массу 10^{-5} г и размер 0,008 см. В процессе движения в земной атмосфере метеорные частицы нагреваются и на уровне слоя E сгорают. Это вызывает дополнительную ионизацию, вследствие которой диэлектрическая проницаемость слоя понижается настолько, что становится возможным рассеяние УКВ, необходимое для их приема.

Метеорная ионизация, достаточная для отражения метровых волн, длится доли — единицы секунд. Поэтому передатчики метеорных линий связи работают непрерывно, но передача информации происходит только тогда, когда проходит сигнал достаточ-

ного уровня. Информация предварительно записывается, затем передается в моменты прохождения сигнала с повышенной скоростью, а после приема воспроизводится с нормальной скоростью.

В последнее время усиленно разрабатываются системы радиосвязи, основанные на отражении радиоволн от небесных тел естественного и искусственного происхождения. Так, например, изучаются идеи ретрансляции ультракоротких волн от Луны, искусственных спутников Земли и искусственно образованной ионосферы.

Следует отметить выдающуюся роль советских ученых в разработке теории распространения радиоволн. Начало исследованиям в этой области положил М. В. Шулейкин, который в 1923 г. на основе трудов Зоммерфельда вывел практическую формулу для расчета напряженности поля радиоволн, распространяющихся над плоской земной поверхностью.

Затем М. В. Шулейкин исследовал структуру ионосферы, облегчив тем самым расчет распространения коротких волн. Эта задача была решена А. Н. Щукиным в 1932 г. Наиболее полно распространение радиоволн в ионосфере исследовано Я. Л. Альпертом и В. Л. Гинзбургом.

Изучение распространения УКВ было начато в 1922 г. советскими учеными Б. А. Введенским и А. И. Данилевским. В 1928 г. Б. А. Введенский опубликовал формулу для расчета поля УКВ с учетом отражения волн от плоской земли, а в 1935 г. эту формулу он уточнил на основе теории дифракции.

Наиболее общее решение вопроса распространения УКВ дано В. А. Фоком, который в своих трудах (1944—1956 гг.) учел не только дифракцию, но и атмосферную рефракцию и различные неоднородности атмосферы.

Важные исследования дальнего распространения УКВ были проведены П. Е. Краснушкиным, В. Н. Троицким и др.

Следует отметить, что в последнее время обнаружено излучение радиоволн Солнцем (1944 г.), Луной (1946 г.), звездами и даже космическими объектами в виде туманностей, находящихся за пределами нашей Галактики. Так, в 1950 г. установлено радиоизлучение источником, расположенным на расстоянии 750 000 световых лет от Земли.

Возникла новая наука — радиоастрономия, которая изучает свойства космических объектов путем наблюдения за их радиоизлучением. Космическое радиоизлучение отличается очень малой интенсивностью и происходит преимущественно в диапазоне ультракоротких волн. Поэтому возникновение радиоастрономии как науки связано с бурным развитием радиолокации, результатом которого, в частности, явилось создание высокочувствительных приемников и высокоэффективных антенн ультракоротких волн, необходимых для радиоастрономических исследований.

Развитие радиолокации позволило создать и другое направление в радиоастрономии, кроме наблюдения за собственным радиоизлучением объектов. Начиная с 1946 г. был проведен ряд опытов

с посылкой радиоимпульсов на Луну и приемом отраженных от нее импульсов. В 1956 г. американские ученые впервые наблюдали радиоизлучение Венеры на волнах 3 и 9,4 см. Они пользовались антенной с параболическим рефлектором диаметром 15 м и установили, что температура Венеры приблизительно равна 150—200° С. Более полные данные были получены советскими учеными А. Кузьминым и А. Соломоновичем, которые в 1960 г. наблюдали радиоизлучение Венеры на волне $\lambda=8$ мм при помощи антенны, имеющей диаметр рефлектора 22 м. Радиотехника обогатила астрономию многими другими весьма важными данными.

Все это свидетельствует об огромных возможностях применения электромагнитных волн в науке и технике и показывает, что движение электромагнитной энергии органически связывает все объекты материального мира.

Глава V

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПРИЕМА РАДИОВОЛН

При всем многообразии систем и конструкций передающих и приемных антенн существуют общие принципы, на которых основана их работа. Данная глава посвящена анализу этих принципов на примере излучения элементарного, симметричного и несимметричного вибраторов, многовибраторных систем, провода, обтекаемого бегущей волной тока, антенн бегущей волны и плоской площадки, обтекаемой током (как основы антенн с большой излучающей поверхностью). В конце главы рассматривается связь между передающей и приемной антеннами и приводится классификация антенн, применяемых на практике.

§ 1. ЭЛЕМЕНТАРНЫЙ ВИБРАТОР

Электромагнитное поле элементарного вибратора

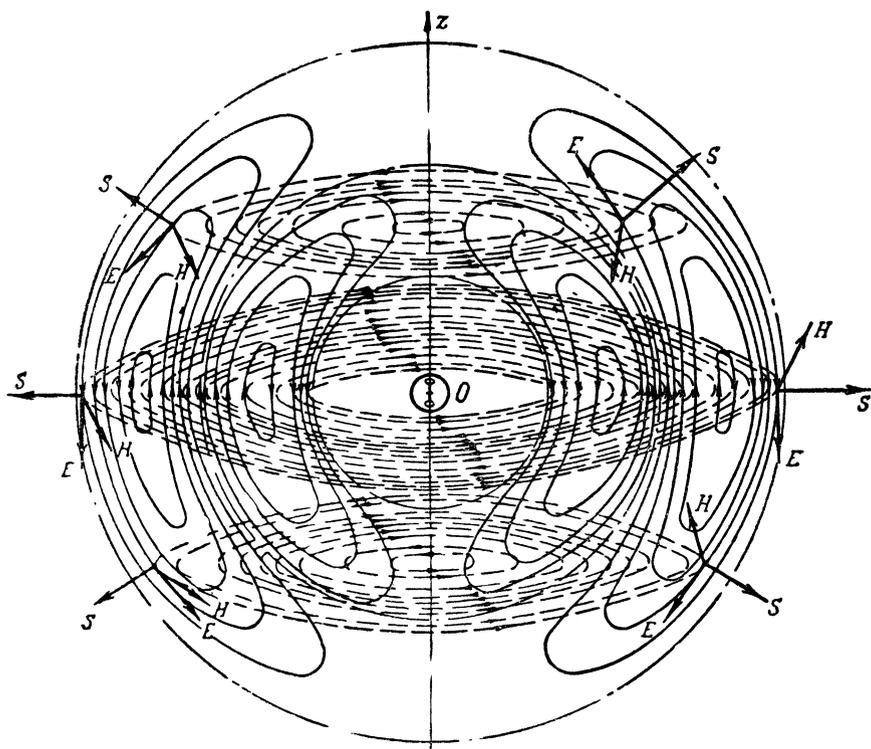
Положим, что в центре сферы произвольного радиуса r находится элементарный вибратор, совпадающий с осью Oz (фиг. 5. 1).

Плоскость, проходящая через центр сферы перпендикулярно к оси Oz , называется *экваториальной*, а плоскости, проходящие через ось Oz , называются *меридиональными*.

Электрическое поле элементарного вибратора в зоне, непосредственно прилегающей к вибратору, имеет преимущественно электростатический характер. Согласно закону Кулона напряженность электростатического поля одиночного заряда обратно пропорциональна квадрату расстояния. Если же электростатическое поле создается диполем, т. е. двумя численно равными и противоположными по знаку зарядами, то напряженность поля обратно пропорциональна кубу расстояния. Магнитное поле в ближней зоне имеет преимущественно характер поля индукции, а поэтому его напряженность обратно пропорциональна квадрату расстояния.

В зоне, удаленной от вибратора на расстояние, значительно большее длины волны, имеется только поле излучения. В этой зоне, представляющей наибольший практический интерес, соблюдается обратная пропорциональность в первой степени между напряженностью электрического и магнитного полей и расстоянием. Докажем это положение.

При исследовании электромагнитного поля вибратора предполагается, что распространение энергии происходит без потерь в свободном воздушном пространстве. Поэтому общий поток электромагнитной энергии сохраняется постоянным при любом радиусе сферы, но так как ее поверхность $A = 4\pi r^2$, то плотность



Фиг. 5.1. Поле излучения элементарного вибратора.

потока мощности, учитываемая вектором Умова—Пойнтинга S , обратно пропорциональна квадрату расстояния:

$$S \equiv \frac{1}{r^2}. \quad (5.1)$$

С другой стороны, согласно формуле (3.5)

$$S = EH = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E^2 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} H^2$$

величина вектора S пропорциональна квадрату напряженности электрического или магнитного поля

$$S \equiv E^2 \equiv H^2 \quad (5.2)$$

Приравняв выражения (5.1) и (5.2), находим, что $E \equiv H \equiv \frac{1}{r}$, т. е. в излучаемой электромагнитной волне напряженность поля обратно пропорциональна первой степени расстояния от излучателя. Это выгодно отличает поле излучения от полей электростатического и индукции, напряженность которых убывает значительно быстрее с удалением от излучателя.

Как видно из фиг. 5.1, силовые линии электрического поля вибратора находятся в меридиональной плоскости. Линии магнитного поля, имеющие форму окружности с центром на оси Oz , расположены в плоскостях, перпендикулярных данной оси. Поэтому меридиональную плоскость называют иначе E -плоскостью, а экваториальную — H -плоскостью. Так как вектор E находится в меридиональной плоскости, проходящей через данную точку пространства, а вектор H в той же точке перпендикулярен меридиональной плоскости, то согласно направлению вектора Умова—Пойнтинга S электромагнитные волны распространяются по радиусам, исходящим из центра сферы. Иными словами, в данном случае получается сферическая волна, которую вдали от вибратора можно рассматривать как плоскую.

Так как эта волна является бегущей, то на расстоянии r , соответствующем дальней зоне, и при длине волны λ мгновенные значения напряженностей электрического и магнитного полей выражаются соответственно формулами

$$E = E_m \sin(\omega t - \alpha r) = E_m \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r\right);$$

$$H = H_m \sin(\omega t - \alpha r) = H_m \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r\right).$$

Математический анализ показывает, что при длине элементарного вибратора l и амплитуде тока в нем I_m амплитуда напряженности магнитного поля

$$H_m = \frac{I_m l}{2r\lambda} \sin \theta, \quad (5.3)$$

а электрического поля

$$E_m = \rho_0 H_m = 60\pi \frac{I_m l}{r\lambda} \sin \theta. \quad (5.4)$$

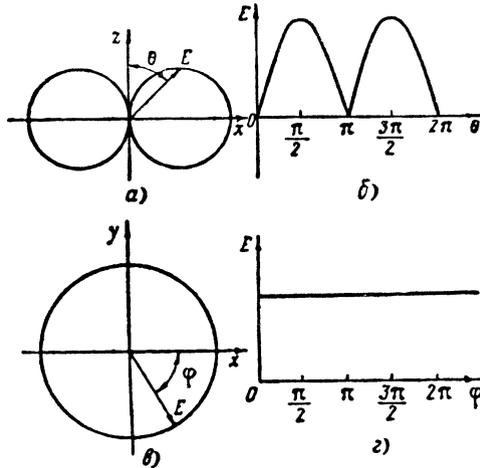
На основании этих весьма важных формул можно утверждать, что для электромагнитных волн, излучаемых элементарным вибратором, характерно следующее.

1. Напряженности полей вибратора прямо пропорциональны моменту тока, равного произведению тока в вибраторе на его длину. Это легко понять, если учесть, что от длины вибратора зависит величина излучающей поверхности, а от тока — мощность, подводимая к вибратору.

2. Напряженности полей обратно пропорциональны длине волны, что соответствует сделанному ранее выводу об усилении излучения электромагнитных волн с увеличением их частоты.

3. Напряженности полей, как было доказано, обратно пропорциональны расстоянию от вибратора.

4. Напряженности полей по мере приближения от экваториальной плоскости ($\theta=90^\circ$) к оси вибратора ($\theta=0^\circ$) уменьшаются от максимума до нуля, как показано на фиг. 5. 1.



Фиг. 5. 2. Диаграммы направленности элементарного вибратора.

a—полярная диаграмма в меридиональной плоскости, *б*—диаграмма в меридиональной плоскости, изображенная в прямоугольных координатах, *в*—полярная диаграмма в экваториальной плоскости, *г*—диаграмма в экваториальной плоскости, изображенная в прямоугольных координатах.

В приведенных формулах это учитывается множителем

$$F(\theta) = \sin \theta. \quad (5.5)$$

Следовательно, элементарный вибратор обладает направленными свойствами в меридиональной плоскости.

Диаграмма направленности элементарного вибратора в этой плоскости, имеющая форму восьмерки в полярных координатах, показана на фиг. 5. 2, *a*, а на фиг. 5. 2, *б* — та же диаграмма в прямоугольных координатах.

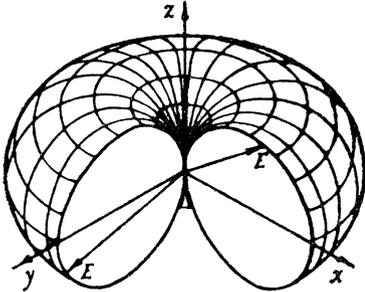
5. В формулы напряженности полей не входит угол φ . Следовательно, в экваториальной плоскости элементарный вибратор не обладает направленными свойствами (фиг. 5. 2, *в*, *г*).

Совмещая диаграммы направленности элементарного вибратора в экваториальной и меридиональной плоскостях, получаем пространственную диаграмму направленности в форме тороида вращения (фиг. 5. 3).

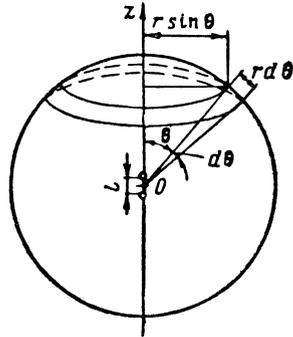
Мощность, излучаемая элементарным вибратором

Под излучаемой мощностью элементарного вибратора следует понимать среднее значение потока электромагнитной энергии, проходящего в единицу времени через всю сферу, окружающую вибратор (фиг. 5. 4).

Мгновенное значение вектора Умова—Пойнтинга равно $S = EH$, где E и H — мгновенные значения напряженностей электрического и магнитного полей. Так как эти поля изменяются во времени по синусоидальному закону, то в целях определения среднего зна-



Фиг. 5.3. Объемная (пространственная) диаграмма направленности элементарного вибратора.



Фиг. 5.4. К определению мощности, излучаемой элементарным вибратором.

чения вектора $S_{\text{ср}}$ мгновенные значения E и H следует заменить действующими значениями E_e , H_e , имея в виду, что $E_e = \frac{E_m}{\sqrt{2}}$ и $H_e = \frac{H_m}{\sqrt{2}}$. Тогда согласно формулам (5.3), (5.4)

$$S_{\text{ср}} = E_e H_e = \frac{E_m H_m}{2} = 60\pi I_m^2 \frac{l^2 \sin^2 \theta}{4r^2 \lambda^2}.$$

Выделим на поверхности сферы элементарное кольцо, ограниченное двумя параллельными плоскостями, которые расположены перпендикулярно оси вибратора Oz на бесконечно малом расстоянии друг от друга. Радиус окружности кольца равен $r \sin \theta$, а длина ее равна $2\pi r \sin \theta$. Так как окружности, ограничивающей сферу в меридиональной плоскости, соответствует угол $\theta = 2\pi$, а элементарному кольцу в этой плоскости соответствует угол $d\theta$, то ширина кольца равна $r d\theta$. Следовательно, поверхность кольца

$$dA = 2\pi r \sin \theta \cdot r d\theta = 2\pi r^2 \sin \theta \cdot d\theta.$$

Через эту поверхность проходит электромагнитный поток, имеющий среднюю мощность $S_{\text{ср}} dA$. Если это выражение проинтегрировать по углу θ от 0 до π , то будет получена средняя мощность электромагнитного потока, излучаемого через всю сферу:

$$P_{\Sigma} = \int_0^{\pi} S_{cp} dA = \int_0^{\pi} 60\pi \frac{I_m^2 l^2 \sin^2 \theta}{4r^2 \lambda^2} 2\pi r^2 \sin \theta d\theta = \frac{120\pi^2 I_m^2 l^2}{4\lambda^2} \int_0^{\pi} \sin^3 \theta d\theta.$$

Интеграл

$$\begin{aligned} \int_0^{\pi} \sin^3 \theta d\theta &= \int_0^{\pi} \sin^2 \theta \sin \theta d\theta = \int_0^{\pi} (1 - \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta = \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta + \\ &+ \int_0^{\pi} \cos^2 \theta (-\sin \theta d\theta) = \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta + \int_0^{\pi} \cos^2 \theta d(\cos \theta) = \\ &= |-\cos \theta|_0^{\pi} + \left| \frac{\cos^3 \theta}{3} \right|_0^{\pi} = 2 - \frac{2}{3} = \frac{4}{3}. \end{aligned}$$

Следовательно,

$$P_{\Sigma} = 40\pi^2 \frac{I_m^2 l^2}{\lambda^2} = 80\pi^2 \frac{l^2}{\lambda^2} I_e^2, \quad (5.6)$$

где $I_e = \frac{I_m}{\sqrt{2}}$ — действующее значение тока в вибраторе.

Множитель при l^2 является сопротивлением излучения

$$R_{\Sigma} = \frac{P_{\Sigma}}{I_e^2} = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \approx 800 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2, \quad (5.7)$$

где R_{Σ} — выражено в омах, а l и λ — в любых одинаковых единицах.

Сопротивление излучения вибратора тем больше, чем больше его длина по сравнению с длиной волны.

Коэффициент направленного действия элементарного вибратора

Согласно определению в § 3 гл. I коэффициент направленного действия показывает, во сколько раз мощность, излучаемая антенной в направлении максимального излучения, больше мощности, которая излучалась бы в любом направлении абсолютно ненаправленной антенной при равенстве общей излучаемой мощности.

Обозначим действующие значения напряженности поля на расстоянии r от элементарного вибратора в направлении максимального излучения и на том же расстоянии от фиктивного ненаправленного излучателя соответственно через E_e и E_{e0} . Так как мощность электромагнитной волны пропорциональна квадрату на-

пряженности электрического поля, то коэффициент направленного действия антенны

$$D = \frac{E_e^2}{E_{e0}^2}.$$

Из равенства излучаемых мощностей сравниваемых антенн следует, что среднее значение вектора Умова—Пойнтинга для ненаправленного излучателя равно мощности $P_{\Sigma} = I_e^2 R_{\Sigma}$, деленной на поверхность сферы радиуса r :

$$\frac{E_{e0}^2}{120\pi} = \frac{I_e^2 R_{\Sigma}}{4\pi r^2}.$$

Отсюда

$$E_{e0}^2 = \frac{30 I_e^2 R_{\Sigma}}{r^2}. \quad (5.8)$$

Следовательно, согласно формулам (5.4), (5.8)

$$D = \frac{E_e^2}{E_{e0}^2} = \frac{60^2 \pi^2 I_e^2 I^2}{r^2 \lambda^2} \frac{r^2}{30 I_e^2 R_{\Sigma}} = \frac{120 \pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2}{R_{\Sigma}}. \quad (5.9)$$

Эта формула справедлива для любого вибратора с равномерным распределением тока по его длине. Имея в виду, что сопротивление излучения элементарного вибратора

$$R_{\Sigma} = 80 \pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2, \quad (5.7)$$

находим его коэффициент направленного действия

$$D = 1,5. \quad (5.10)$$

§ 2. СИММЕТРИЧНЫЙ И ЗАЗЕМЛЕННЫЙ ВИБРАТОРЫ

Поля, возбуждаемые симметричным вибратором, как и всякой реальной антенной, отличаются от соответствующих (электрического и магнитного) полей элементарного вибратора тем, что, во-первых, ток по длине симметричного вибратора распределяется неравномерно и, во-вторых, электромагнитные волны, возбуждаемые различными элементами симметричного вибратора в произвольной точке пространства, имеют различные фазы из-за разности хода, соизмеримой с длиной волны. В зависимости от величины этого фазового сдвига результирующее поле усиливается или ослабляется составляющими отдельных элементов вибратора.

Для определения полей антенны ее разбивают на бесконечно малые элементарные участки, определяют поля, создаваемые ими, как поля элементарных вибраторов, затем суммируют эти поля с учетом распределения тока в антенне и разности хода лучей от

ее отдельных элементов. Следовательно, для анализа работы антенны необходимо знать закон распределения тока в ней. В инженерной практике эту задачу обычно решают, исходя из аналогии антенны с двухпроводной линией.

Такого рода аналогия имеет некоторые погрешности, обусловленные следующими обстоятельствами.

1. Обычная двухпроводная линия является цепью с равномерно распределенными постоянными, а антенна имеет неравномерно распределенные параметры. В частности, в симметричном вибраторе по мере удаления от зажимов генератора расстояние между симметричными сечениями увеличивается, а погонная емкость уменьшается.

2. В отличие от вихревых полей антенны электрическое поле двухпроводной линии можно считать неизлучающим. Оно имеет потенциальный характер. Разность потенциалов, которая является вполне определенной величиной для двухпроводной линии, становится неопределенным понятием для симметричного вибратора, поскольку энергия, затрачиваемая на перенос заряда из одной точки вихревого поля в другую, зависит от пути, по которому переносится заряд. Без всяких ограничений можно говорить о заряде q , который вдоль вибратора распределяется аналогично напряжению, если под напряжением понимать минимальную работу, необходимую для переноса единичного заряда из данной точки вибратора в другую точку, имеющую нулевой потенциал.

3. Определение электромагнитных полей антенны на основании распределения тока в аналогичной двухпроводной линии не дает точного результата, так как поле излучения антенны в свою очередь влияет на ее ток.

Погрешности при использовании указанной аналогии тем больше, чем большую часть длины волны составляют поперечные размеры вибратора. Опыт показывает, что в диапазоне длинных и средних волн, а в ряде случаев и коротких вносимые погрешности не выходят за пределы допустимых.

На фиг. 5.5 показано распределение амплитуды тока и заряда в разомкнутой линии и в соответствующем по длине вибраторе при

$$l = \frac{\lambda}{2}, \lambda, \frac{3\lambda}{2}, 2\lambda.$$

На этой фигуре переход от линии к вибратору осуществлен поворотом проводов линии в противоположные стороны на 90° с сохранением кривых изменения тока и заряда.

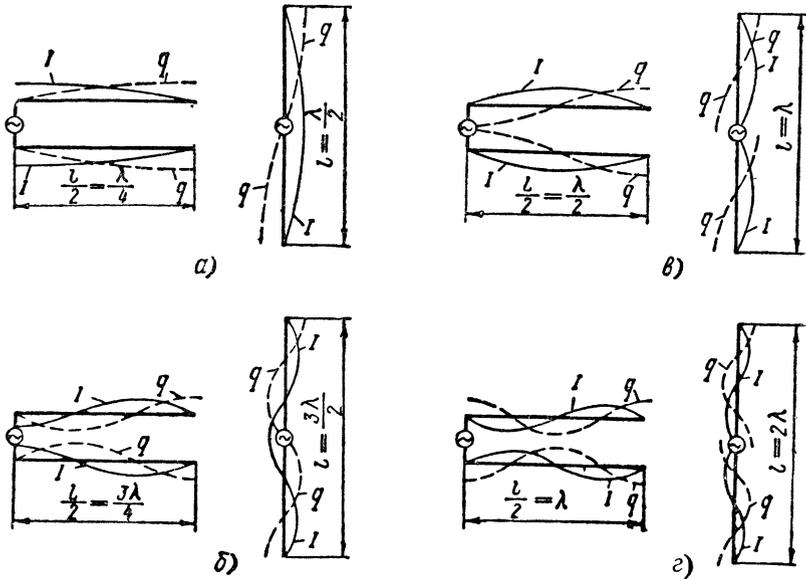
При любых значениях l на концах линии и вибратора находятся пучности заряда q и узлы тока I . Кроме того, в любом сечении линии полярность зарядов и направление токов в проводах противоположные, тогда как в симметричных сечениях вибратора токи равны по величине и совпадают по фазе, а заряды численно равны и противоположны по фазе. Напомним, что такое направление тока в вибраторе делает его эффективной антенной.

Если вдоль вибратора укладывается целое число полувольт, то такой вибратор называется *гармониковой антенной*. Длина гармониковой антенны

$$l = \rho \frac{\lambda}{2},$$

где ρ — номер гармоники.

Найдем поле симметричного вибратора. На фиг. 5.6 ось симметричного вибратора совпадает с осью Oz , а середина вибратора находится в начале координат.



Фиг. 5.5. Изменение амплитуды тока и заряда в разомкнутой двухпроводной линии и в соответствующем по длине симметричном вибраторе.

Если точка M расположена на расстоянии r от середины вибратора и под углом θ к оси Oz , то элементарные участки вибратора с координатами $+z$ и $-z$ удалены от той же точки на расстояния

$$r_1 = r - z \cos \theta \quad \text{и} \quad r_2 = r + z \cos \theta.$$

Разность $r_2 - r_1 \ll r$, а поэтому при определении амплитуды элементарных полей dE_m можно эту разность не учитывать, т. е. считать, что $r_1 \approx r_2 \approx r$. Однако в расчете фазового сдвига полей этого делать нельзя, так как разность хода волн соизмерима с длиной волны, и если, скажем, эта разность равна $\frac{\lambda}{2}$, то в данной точке пространства результирующее поле равно нулю.

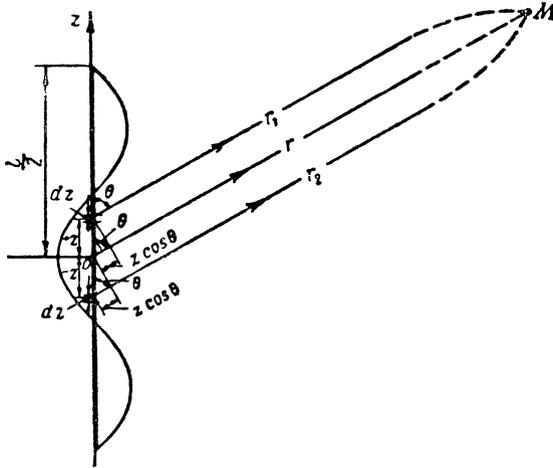
В соответствии с этим мгновенные значения напряженности электрического поля, возбуждаемого в точке M элементарными участками вибратора:

$$dE_1 = dE_m \sin(\omega t - ar_1) = dE_m \sin(\omega t - ar + az \cos \theta);$$

$$dE_2 = dE_m \sin(\omega t - ar_2) = dE_m \sin(\omega t - ar - az \cos \theta).$$

Определим результирующее поле, создаваемое обоими участками вибратора, пользуясь подстановкой $\omega t - ar = \xi$:

$$\begin{aligned} dE &= dE_1 + dE_2 = dE_m [\sin(\xi + az \cos \theta) + \sin(\xi - az \cos \theta)] = \\ &= dE_m \cdot 2 \sin \xi \cos(az \cos \theta). \end{aligned}$$



Фиг. 5.6. К определению напряженности электрического поля симметричного вибратора.

Так как элементарный участок симметричного вибратора эквивалентен элементарному вибратору длиной dz при токе с амплитудой I_{mz} , то в соответствии с формулой (5.4)

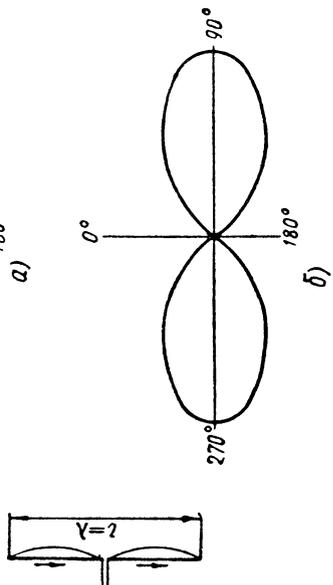
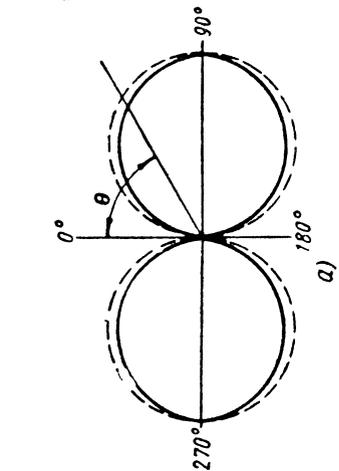
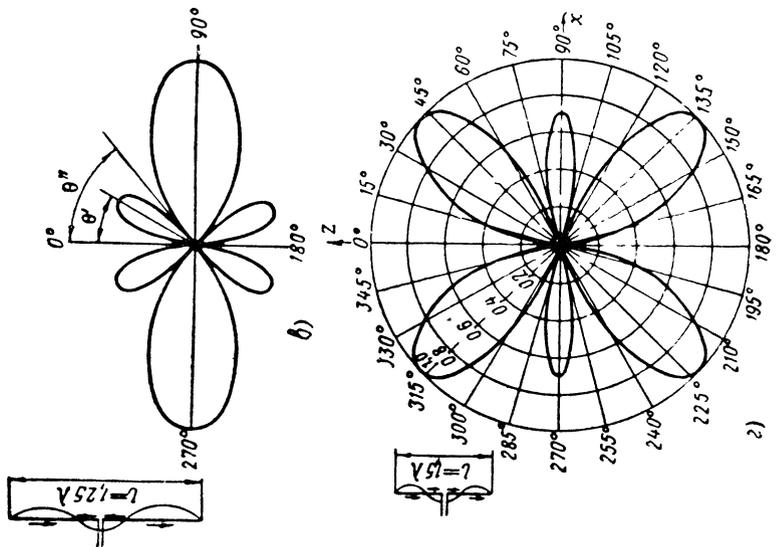
$$dE_m = \frac{60\pi I_{mz} dz}{r\lambda} \sin \theta,$$

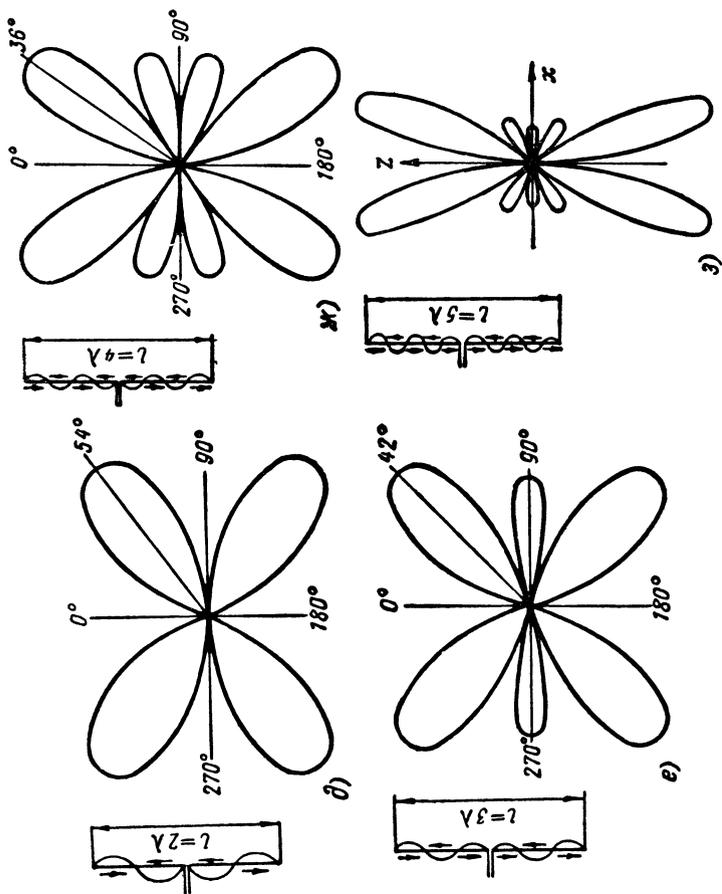
а

$$dE = \frac{120\pi I_{mz} \sin \theta}{r\lambda} \sin \xi \cdot \cos(az \cos \theta) dz.$$

Для определения напряженности электрического поля всего вибратора это выражение следует проинтегрировать по z в пределах от 0 до $\frac{l}{2}$, имея в виду, что I_{mz} зависит, а ξ не зависит от координаты z .

$$E = \frac{120\pi}{r\lambda} \sin \theta \sin \xi \int_0^{l/2} I_{mz} \cos(az \cos \theta) dz. \quad (5.11)$$





Фиг. 5.7. Диаграммы направленно-сти симметричного вибратора в meridionalной плоскости при длине вибратора:

а) $l=0,5\lambda$; б) $l=\lambda$; в) $l=1,25\lambda$; г) $l=1,5\lambda$;
 д) $l=2\lambda$; е) $l=3\lambda$; ж) $l=4\lambda$; з) $l=5\lambda$.

Это уравнение имеет решение, которое дано в приложении I:

$$E = \frac{60I_m}{r} F(\theta) \sin(\omega t - \alpha r), \quad (5.12)$$

где I_m — амплитуда тока в пучности.

Первый множитель

$$E_m = \frac{60I_m}{r} \quad (5.13)$$

определяет амплитуду напряженности электрического поля в направлении максимального излучения антенны. Величина r в знаменателе показывает, что симметричный вибратор, так же как элементарный, излучает сферическую волну.

Второй множитель

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi l}{\lambda} \cos \theta\right) - \cos \frac{\pi l}{\lambda}}{\sin \theta} \quad (5.14)$$

является уравнением диаграммы направленности симметричного вибратора в меридиональной плоскости; это уравнение выражает изменение амплитуды напряженности поля в меридиональной плоскости в результате интерференции полей элементарных вибраторов.

В формулу (5.12) не входит азимутальный угол φ . Следовательно, *симметричный вибратор, так же как элементарный, не обладает направленными свойствами в экваториальной плоскости.*

Третий множитель формулы (5.12) $\sin(\omega t - \alpha r)$ характерен для бегущих волн. В этом множителе фазовый угол $\omega t - \alpha r$ зависит от расстояния r (а не r_1 и r_2) между точками M и O . Отсюда следует, что *средняя точка O является эквивалентной точкой излучения (фазовым центром) всего вибратора.*

На фиг. 5.7 изображены диаграммы направленности симметричного вибратора в меридиональной плоскости, рассчитанные согласно формуле (5.14).

Для полуволнового вибратора $l = \frac{\lambda}{2}$ ($p = 1$). Диаграмма направленности выражается уравнением

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta}. \quad (5.15)$$

Эта диаграмма весьма незначительно отличается от соответствующей диаграммы элементарного вибратора (пунктирная линия). В экваториальной плоскости ($\theta = 90^\circ$) разность хода лучей от симметричных элементарных участков вибратора равна нулю, вследствие чего излучение в этой плоскости оказывается максимальным. В направлении своей оси полуволновый вибратор, так же как элементарные вибраторы, не излучает энергии.

В случае вибратора длиной $l=\lambda$ наблюдается значительное обострение диаграммы направленности по сравнению с $l=\frac{\lambda}{2}$. Усиление направленных свойств вибратора с увеличением l от $\frac{\lambda}{2}$

до λ можно объяснить увеличением числа элементарных вибраторов, каждый из которых обладает некоторыми направленными свойствами в меридиональной плоскости.

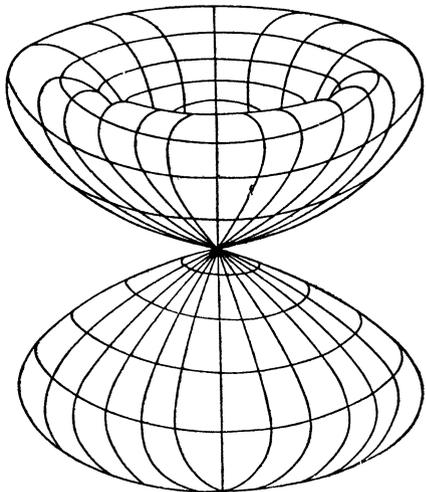
При длине вибратора $l=1,25\lambda$ появляется участок ($1/5$ часть), на котором ток имеет обратное направление по сравнению с основной частью вибратора. В связи с этим поле, излучаемое основной частью вибратора, быстрее уменьшается по мере отклонения от экваториальной плоскости, чем при $l=\lambda$, и становится равным нулю уже при $\theta=\theta''$. Дальнейшее приближение к оси вибратора сопровождается увеличением разности хода волн, вследствие чего встречное направление тока в вибраторе не вызывает полной компенсации его полей и в каждой четверти возникает дополнительный лепесток с максимумом, направленным под углом θ' между нулевыми направлениями $\theta=0^\circ$ и $\theta=\theta''$.

Удлинение вибратора до $l=1,5\lambda$ сопровождается увеличением участка со встречным направлением тока до $0,5\lambda$, вследствие чего излучение в экваториальной плоскости еще более уменьшается, а дополнительный лепесток диаграммы направленности увеличивается по размеру, приближаясь своим максимумом к оси вибратора.

При $l=2\lambda$ участки со встречным направлением тока равны по длине, а поэтому излучение в экваториальной плоскости полностью исчезает и на каждую полусферу приходится два лепестка диаграммы направленности.

При $l=3\lambda$ соотношение между длиной участков вибратора с различным направлением тока такое же, как при $l=1,5\lambda$, и диаграммы направленности в обоих случаях имеют примерно одинаковый характер.

Если $l=4\lambda$, то на каждую полусферу приходится четыре лепестка диаграммы направленности, причем в экваториальной плоскости излучение отсутствует из-за равенства участков вибратора с противоположным направлением тока.



Фиг. 5.8. Пространственная диаграмма направленности симметричного вибратора длиной $l=2\lambda$.

При $l=5\lambda$ это равенство не соблюдается, а поэтому один из лепестков диаграммы направленности находится в экваториальной плоскости; кроме того, на каждую полусферу приходится еще четыре лепестка диаграммы.

Так как в экваториальной плоскости симметричный вибратор ненаправленный, то его пространственную диаграмму получают вращением диаграммы направленности в меридиональной плоскости относительно оси вибратора. На фиг. 5.8 изображена пространственная диаграмма направленности симметричного вибратора длиной $l=2\lambda$.

Выводы

1. Симметричный вибратор любой длины не излучает вдоль своей оси, так как его элементарные участки, эквивалентные элементарным вибраторам, не создают излучения в этом направлении.

2. Увеличение длины вибратора свыше λ сопровождается уменьшением излучения в экваториальной плоскости в результате появления участков вибратора со встречным направлением тока.

3. При $l=2\lambda, 4\lambda, 6\lambda \dots$ полностью отсутствует излучение в экваториальной плоскости из-за равенства длины участков, имеющих противоположное направление тока.

4. При $l=\lambda, 2\lambda, 3\lambda, 4\lambda, 5\lambda \dots$ число лепестков в диаграмме направленности, приходящихся на каждую полусферу, равно числу длин волн, укладываемых по длине вибратора.

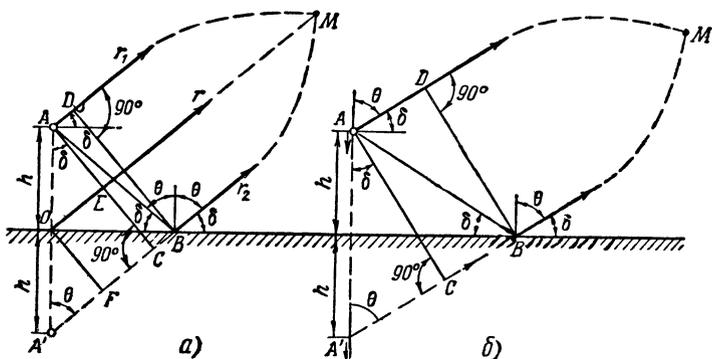
5. По мере увеличения длины вибратора направление основного лепестка, соответствующего максимальному излучению, все более приближается от экваториальной плоскости к оси вибратора.

Влияние Земли на диаграмму направленности

На форму диаграммы направленности реального вибратора сильно влияет отражение от Земли.

Влияние идеально проводящей Земли на электростатическое поле заряда A может быть учтено его зеркальным изображением A' относительно поверхности Земли при обратной полярности мнимого и действительного зарядов. Это положение относится и к переменным электромагнитным полям (фиг. 5.9). Например, если электромагнитная волна с горизонтальной поляризацией, возбуждаемая вибратором A , падает на идеально проводящую поверхность Земли, то падающая волна полностью отражается в точке падения B , причем угол падения равен углу отражения. В момент отражения фаза электрического поля изменяется на обратную, а амплитуда напряженности остается неизменной. Так как $AB=A'B$, то изменение фазы падающей волны за время движения волны по пути AB учитывается равным по длине лучом волны $A'B$, а поворот фазы электрического поля на 180° в точке B учитывается тем, что заряд в точке A' изменяется в противофазе по сравнению с A .

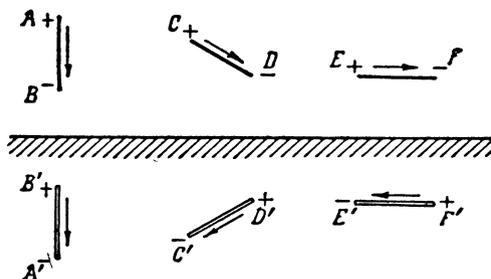
Исходя из этого принципа на фиг. 5.10 указана полярность зарядов в крайних точках зеркального изображения вертикального, наклонного и горизонтального вибраторов. Поскольку ток направлен от положительного заряда к отрицательному, в первом случае токи в действительном и мнимом вибраторах совпадают



Фиг. 5.9. К расчету влияния Земли на диаграмму направленности горизонтального (а) и вертикального (б) вибраторов.

по направлению, а в третьем случае изменяются в противофазе.

Физическая сущность метода зеркального изображения заключается в том, что электромагнитные волны действительного вибратора, падающие на поверхность Земли, возбуждают в ней токи,



Фиг. 5.10. Направление токов в вибраторе и его зеркальном изображении при различном расположении вибратора относительно поверхности Земли.

которые вызывают появление отраженной волны, эквивалентной волне от зеркального изображения вибратора.

Для учета влияния Земли на диаграмму направленности симметричного вибратора в вертикальной плоскости (являющейся для горизонтального вибратора экваториальной, а для вертикального — меридиональной плоскостью) вновь обратимся к фиг. 5.9.

В точку M приходят от вибратора A прямая волна ADM и от зеркального изображения вибратора — $A'BM$. При вертикальном

расположении вибратора (фиг. 5.9, б) расстояние до точки M отсчитывается от фазового центра вибратора.

Так как это расстояние велико по сравнению с высотой подвеса вибратора h , то можно считать, что лучи прямой и отраженной волн идут параллельно.

Влияние Земли на излучение горизонтального вибратора

При горизонтальном расположении вибратора (фиг. 5.9, а) между волнами вибратора A и его зеркального изображения A' имеется сдвиг по фазе, обусловленный противоположным направлением токов в A и A' , а также разностью хода лучей от A и A' . Если обозначить расстояние $OM=r$, то расстояние от вибратора A до точки M

$$r_1 = AM = OM - OE = r - h \sin \delta,$$

а расстояние от зеркального изображения вибратора A' до M

$$r_2 = A'M = OM + A'F = r + h \sin \delta.$$

Здесь δ — угол наклона луча (угол места), который является дополнительным к зенитному углу θ .

Одиночный горизонтальный вибратор не обладает направленными свойствами в вертикальной плоскости. Если эта плоскость экваториальная, т. е. проходит через середину вибратора, то $\theta = 90^\circ$ и по формулам (5.12), (5.14) напряженность поля прямой волны в точке M

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{60I_m}{r} F(\theta) \sin(\omega t - ar_1) = \\ &= \frac{60I_m}{r} \left(1 - \cos \frac{\pi l}{\lambda}\right) \sin(\omega t - ar + ah \sin \delta), \end{aligned}$$

а напряженность электрического поля от зеркального изображения вибратора

$$\begin{aligned} E_2 &= \frac{60I_m}{r} \left(1 - \cos \frac{\pi l}{\lambda}\right) \sin(\omega t - ar_2 - \pi) = \\ &= -\frac{60I_m}{r} \left(1 - \cos \frac{\pi l}{\lambda}\right) \sin(\omega t - ar - ah \sin \delta). \end{aligned}$$

Обозначим

$$E_m = \frac{60I_m}{r} \left(1 - \cos \frac{\pi l}{\lambda}\right) \quad \text{и} \quad \xi = \omega t - ar. \quad (5.16)$$

Тогда, пользуясь известной тригонометрической формулой

$$\sin \alpha - \sin \beta = 2 \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \sin \frac{\alpha - \beta}{2},$$

находим, что мгновенное значение напряженности результирующего электрического поля в точке M

$$E = E_1 + E_2 = E_m [\sin(\xi + ah \sin \delta) - \sin(\xi - ah \sin \delta)] = \\ = 2E_m \cos \xi \sin(ah \sin \delta).$$

После обратной подстановки из выражения (5.16) получим

$$E = \frac{120I_m}{r} \left(1 - \cos \frac{\pi l}{\lambda}\right) \sin(ah \sin \delta) \cos(\omega t - ar). \quad (5.17)$$

Множитель

$$F(\delta) = \sin(ah \sin \delta) \quad (5.18)$$

определяет зависимость амплитуды напряженности поля от угла наклона δ , т. е. характеризует направленные свойства горизонтального вибратора в вертикальной (экваториальной) плоскости.

Согласно диаграммам направленности в вертикальной плоскости, рассчитанным по формуле (5.18) и изображенным на фиг. 5.11, для излучения горизонтального вибратора, расположенного над идеально проводящей поверхностью Земли, характерно следующее:

1. Благодаря влиянию Земли горизонтальный вибратор создает направленное излучение в вертикальной плоскости, как в системе, состоящей из двух ненаправленных вибраторов, возбуждаемых в противофазе.

2. Вдоль поверхности Земли горизонтальный вибратор при любой высоте подвеса h не излучает. Это вызвано тем, что в плоскости Земли отсутствует разность хода лучей от вибратора и его зеркального изображения, а направление токов в них противоположное.

3. При данной высоте вибратора h изменение угла наклона луча влечет за собой изменение сдвига по фазе между волнами вибратора и его зеркального изображения. Когда этот фазовый сдвиг последовательно проходит через значения π , 2π , $3\pi \dots$, то в соответствующих направлениях излучение становится нулевым, максимальным, нулевым и т. д. В связи с этим возникают лепестки в диаграмме направленности. Например, если высота подвеса

$h = \frac{\lambda}{4}$ (фиг. 5.11, a), то в направлении $\delta = 90^\circ$ противофазы полей,

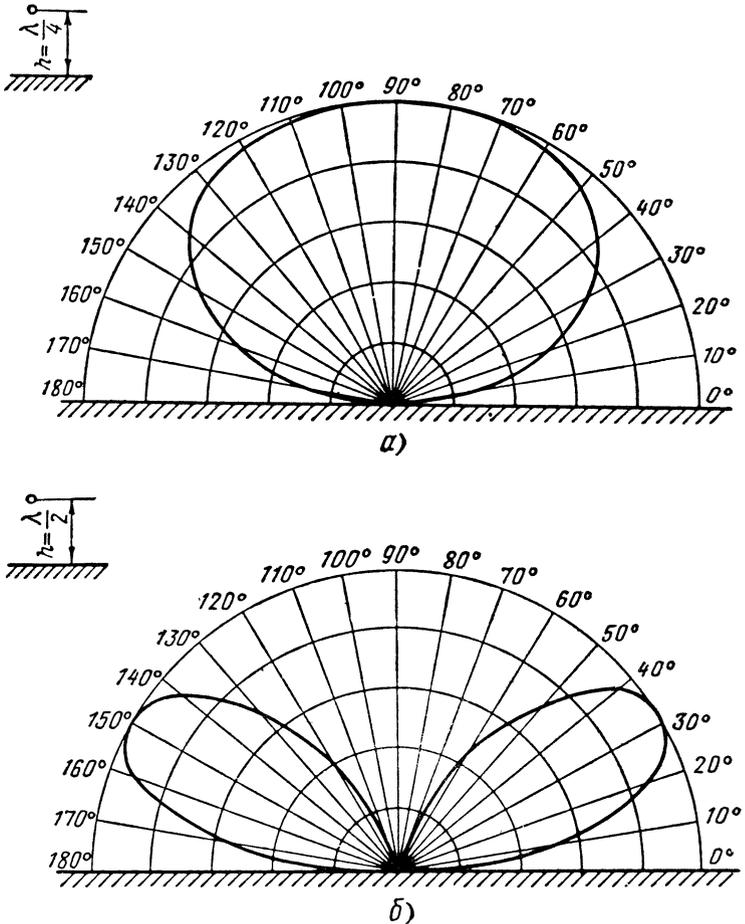
вызванная противоположным направлением токов в действительном и мнимом вибраторах, полностью компенсируется разностью

хода волн $2h = 2 \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda}{2}$. По мере приближения к Земле разность

хода волн от действительного и мнимого вибраторов уменьшается, и, когда угол наклона становится равным $\delta = 0, 180^\circ$, разность хода волн исчезает и сохраняется противофаза полей, обусловленная противоположным направлением токов в вибраторах. Таким образом, диаграмма направленности имеет один лепесток с макси-

мумом, направленным перпендикулярно поверхности Земли ($\delta=90^\circ$).

При $h=\frac{\lambda}{2}$ и $\delta=90^\circ$ (фиг. 5.11, б) разность хода волн $2h=\lambda$, но результирующее поле отсутствует из-за противоположного направления токов в действительном и мнимом вибраторах. С отклонением угла δ от 90° разность хода волн уменьшается, и когда $\delta=30^\circ$, эта разность становится равной $2h \sin \delta = 2 \frac{\lambda}{2} \sin 30^\circ = \frac{\lambda}{2}$. Этим компенсируется влияние противоположного направления токов в вибраторе и его зеркальном изображении, поле становится

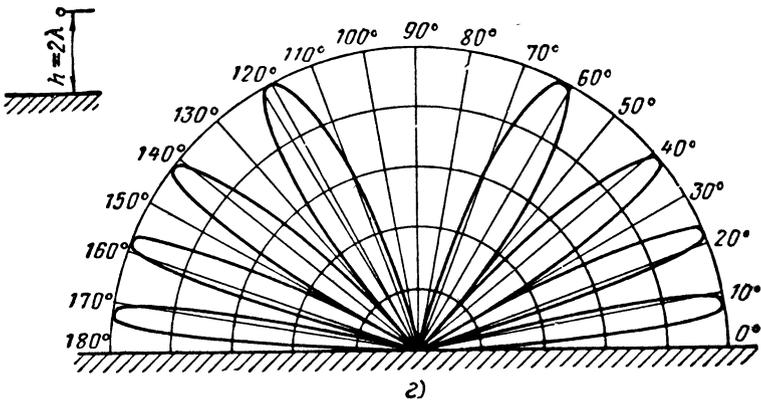
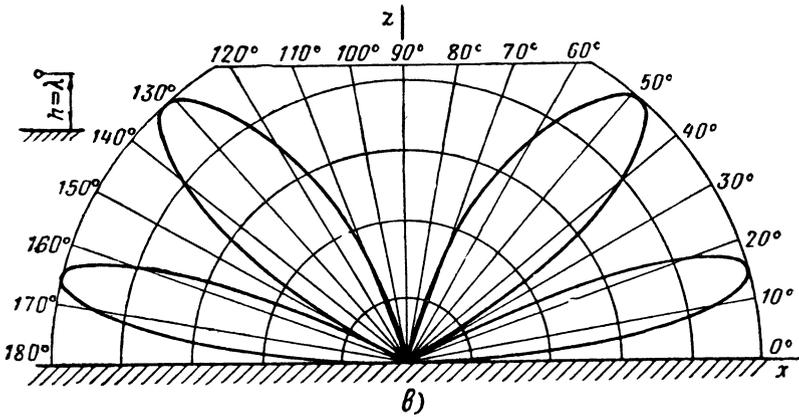


Фиг. 5.11. Диаграммы направленности горизонтального вибратора подвеса

а) $h = \frac{\lambda}{4}$; б) $h = \frac{\lambda}{2}$;

максимальным. Затем с уменьшением δ от 30° до 0° разность хода волн $2h \sin \delta$ уменьшается от $\lambda/2$ до 0, вследствие чего результирующее поле ослабляется до нуля. Теперь диаграмма направленности имеет два лепестка.

В случае $h=\lambda$ (фиг. 5.11, в) при $\delta=90^\circ$ разность хода волн $2h \sin \delta=2\lambda$ равна четному числу $\frac{\lambda}{2}$, в связи с чем поле равно нулю. Когда δ уменьшится до $48^\circ 36'$, разность хода волн понизится до $2h \sin \delta=2\lambda \sin 48^\circ 36'=\frac{3}{2}\lambda$, т. е. станет равной нечетному числу полуволн $\lambda/2$, и поле возрастает до максимума. Дальнейшее уменьшение угла возвышения влечет за собой уменьшение разности



в вертикальной плоскости с учетом влияния Земли при высоте вибратора.

а) $h = \lambda$; б) $h = 2\lambda$.

хода волн до λ ($\delta=30^\circ$, излучения нет), $\frac{\lambda}{2}$ ($\delta=14^\circ 29'$, излучение максимально), 0 ($\delta=0^\circ$, излучения нет). Таким образом, в диаграмме направленности имеется четыре лепестка. Нетрудно убедиться в том, что при $h=2\lambda$ (см. фиг. 5.11, з) число лепестков в диаграмме равно восьми. Итак, с увеличением высоты подвеса вибратора число лепестков его диаграммы направленности в вертикальной плоскости возрастает.

4. Для диаграммы направленности горизонтального вибратора, расположенного над идеально проводящей землей, характерно равенство максимумов и наличие нулевых минимумов во всех лепестках диаграммы. Это объясняется полной симметрией вибратора и его зеркального изображения и равенством токов в них, которые определяют равенство амплитуд падающей и отраженной волн.

Влияние Земли на излучение вертикального вибратора

В этом случае (см. фиг. 5, б) токи в вибраторе A и его зеркальном изображении совпадают по направлению, а потому сдвиг по фазе между полями действительного и мнимого вибраторов объясняется лишь разностью хода лучей.

Если электрическое поле вибратора A в точке M имеет напряженность

$$E_1 = E'_m \sin(\omega t - ar_1) = E'_m \sin(\omega t - ar + ah \sin \delta),$$

то напряженность электрического поля от зеркального изображения вибратора в той же точке M равна

$$E_2 = E'_m \sin(\omega t - ar_2) = E'_m \sin(\omega t - ar - ah \sin \delta).$$

Обозначив $\omega t - ar = \xi$ и используя тригонометрическую формулу

$$\sin \alpha + \sin \beta = 2 \sin \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2},$$

напряженность результирующего электрического поля можно выразить так:

$$\begin{aligned} E &= E_1 + E_2 = E'_m [\sin(\xi + ah \sin \delta) + \sin(\xi - ah \sin \delta)] = \\ &= 2E'_m \sin \xi \cos(ah \sin \delta). \end{aligned}$$

Подставляя в формулу (5.14) вместо $\cos \theta$ и $\sin \theta$ соответственно $\sin \delta$ и $\cos \delta$ (так как $\theta = 90^\circ - \delta$), а также учитывая введенное обозначение $\xi = \omega t - ar$, находим, что амплитуда падающей волны

$$E'_m = \frac{60I_m}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi l}{\lambda} \sin \delta\right) - \cos \frac{\pi l}{\lambda}}{\cos \delta},$$

а мгновенное значение напряженности результирующего поля

$$E = \frac{120I_m}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi l}{\lambda} \sin \delta\right) - \cos \frac{\pi l}{\lambda}}{\cos \delta} \cos(\alpha h \sin \delta) \sin(\omega t - \alpha r). \quad (5.19)$$

Амплитуда напряженности этого поля

$$E_m = \frac{120I_m}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi l}{\lambda} \sin \delta\right) - \cos \frac{\pi l}{\lambda}}{\cos \delta} \cos(\alpha h \sin \delta).$$

Выражение

$$F(\delta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi l}{\lambda} \sin \delta\right) - \cos \frac{\pi l}{\lambda}}{\cos \delta} \cos(\alpha h \sin \delta) \quad (5.20)$$

характеризует направленные свойства вертикального вибратора в вертикальной (меридиональной) плоскости.

Первый множитель уравнения отражает направленные свойства одиночного вибратора в этой плоскости, а второй учитывает влияние Земли, т. е. интерференцию волн действительного и мнимого вибраторов, если бы каждый из них был ненаправленным.

На фиг. 5.12 показаны диаграммы направленности, рассчитанные по формуле (5.20).

Сравним влияние Земли на излучение вертикального и горизонтального вибраторов в вертикальной плоскости.

1. В то время как горизонтальный вибратор не излучает вдоль поверхности Земли, вертикальный вибратор в данном направлении создает максимальное излучение. Это объясняется тем, что горизонтальный вибратор в совокупности со своим зеркальным изображением образует противофазную систему, а вертикальный вибратор совместно с его изображением — синфазную систему, и поскольку в плоскости Земли отсутствует разность хода волн, то поля действительного и мнимого вибраторов во втором случае полностью складываются.

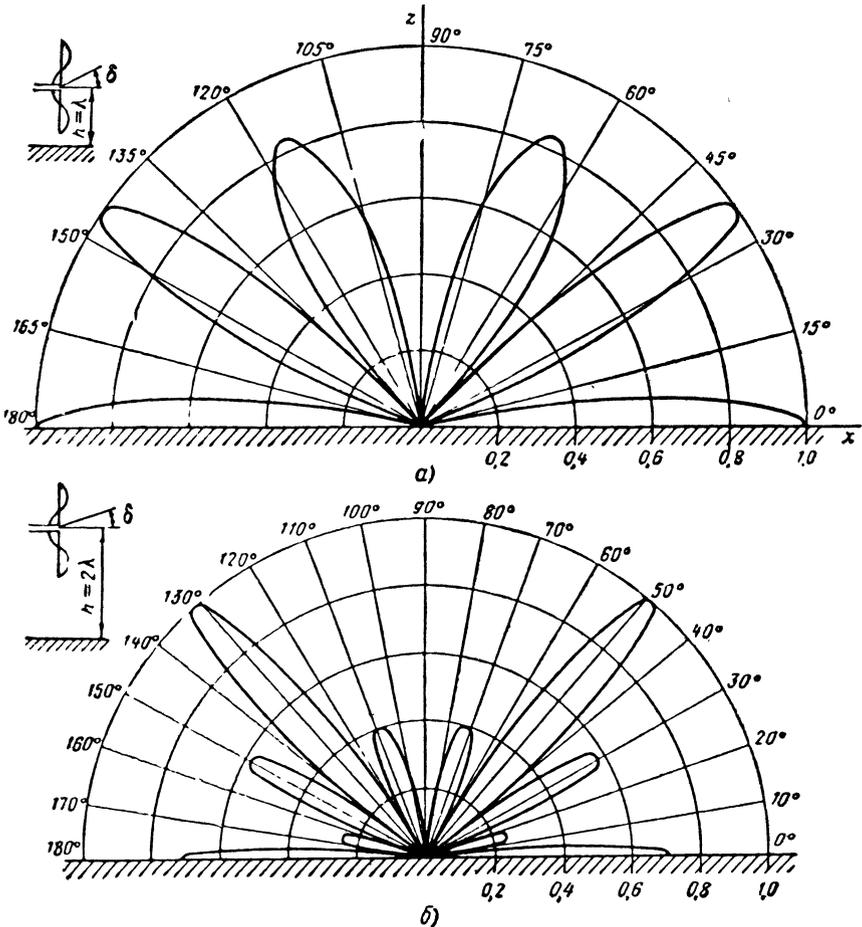
2. В диаграмме направленности вертикального вибратора не соблюдается равенство максимумов лепестков, характерное для диаграммы горизонтального вибратора. Причина этого та, что одиночный горизонтальный вибратор не обладает направленностью в вертикальной плоскости, а вертикальный отличается направленным действием в этой плоскости.

3. С увеличением высоты подвеса вертикального вибратора, так же как и горизонтального, число лепестков в диаграмме направленности увеличивается.

4. Согласно уравнениям (5.17), (5.19) фазовый угол $(\omega t - \alpha r)$ результирующей волны горизонтального или вертикального вибратора определяется расстоянием r до средней точки O между вибратором и его зеркальным изображением. Следовательно, фазовый центр таких антенн находится в средней точке линии, соеди-

няющей действительный и мнимый вибраторы. Нетрудно убедиться в том, что если имеется ряд вибраторов, то фаза их результирующей волны определяется расстоянием от средней точки этого ряда.

5. Уравнение (5.20) содержит два множителя, а уравнение (5.18) — один. Это объясняется тем, что одиночный горизонталь-



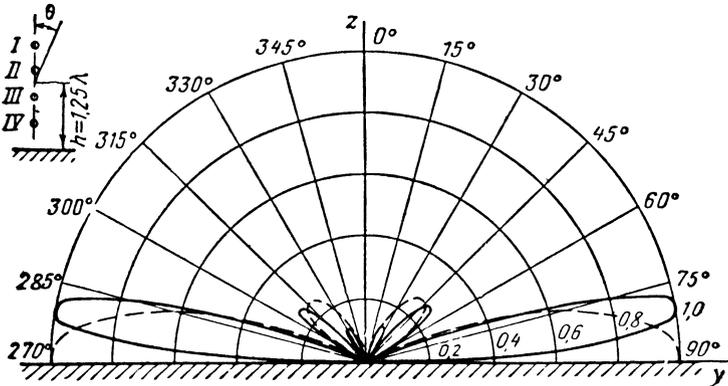
Фиг. 5.12. Диаграммы направленности вертикального вибратора в вертикальной плоскости с учетом влияния Земли при высоте подвеса вибратора.

а) $h = \lambda$; б) $h = 2\lambda$.

ный вибратор в вертикальной плоскости не обладает направленностью, и уравнение (5.18) учитывает лишь интерференцию волн двух ненаправленных излучателей, расположенных на расстоянии $2h$. Так как вертикальный вибратор обладает направленными свойствами в вертикальной плоскости, то в уравнении (5.20) имеются два множителя: первый учитывает направленность оди-

ночного вертикального вибратора, а второй — взаимодействие действительного и мнимого вибраторов, когда каждый из них ненаправленный.

Все сказанное в пп. 4 и 5 позволяет сформулировать общее правило составления уравнения диаграммы направленности сложной антенны, состоящей из ряда вибраторов. Сначала находят функцию, выражающую направленные свойства одного вибратора, и заменяют каждый вибратор точечным излучателем, находящимся в середине вибратора. Затем определяют функцию, выражающую результирующее поле всех точечных вибраторов, распо-



Фиг. 5.13. Диаграмма направленности в вертикальной плоскости синфазной горизонтальной антенны с числом этажей $n=4$ без учета (пунктирная линия) и с учетом влияния Земли.

ложенных в одном ряду, полагая при этом, что каждый отдельно взятый вибратор ненаправленный; весь ряд вибраторов заменяют одним точечным, расположенным в середине ряда. Следующий этап — найти функцию, выражающую направленные свойства всех рядов вибраторов, расположенных в одной плоскости, в предположении, что каждый точечный излучатель, заменяющий один ряд вибраторов, не имеет направленных свойств. Наконец, если вибраторы антенной системы расположены в различных плоскостях, то аналогично определяют взаимодействие эквивалентных излучателей каждой плоскости. Общее уравнение диаграммы направленности антенной системы представляет собой произведение всех перечисленных функций.

В заключение отметим в общих чертах влияние конечной проводимости Земли на излучение вибраторов.

Во-первых, при уменьшении проводимости Земли ослабляются отраженные и усиливаются преломленные на поверхности Земли волны. В связи с этим увеличивается поглощение электромагнитной энергии в Земле. Во-вторых, изменяется сдвиг по фазе волны в момент ее отражения от Земли по сравнению со случаем идеальной проводимости Земли. Все это приводит к уменьшению макси-

мумов и увеличению минимумов излучения и к некоторому изменению направления лепестков в диаграмме направленности.

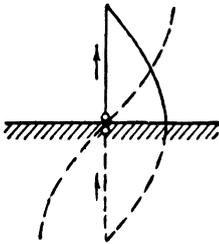
Так как горизонтальный вибратор вдоль Земли не излучает, ближайший к Земле лепесток диаграммы направленности горизонтального вибратора мало зависит от проводимости почвы.

На фиг. 5.13 изображены для сравнения диаграммы направленности в вертикальной плоскости горизонтального вибратора при $\frac{h}{\lambda} = 1,5$ в случае идеальной (сплошная линия) и конечной (пунктирная линия) проводимости Земли.

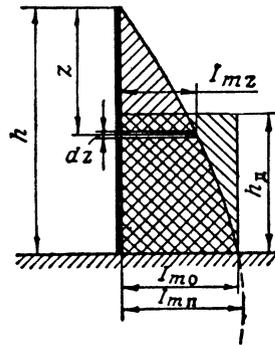
Если вибратор расположен вертикально, то уменьшение проводимости почвы вызывает значительно большее ослабление максимума излучения и отклонение его от земной поверхности. С этой точки зрения горизонтальные вибраторы имеют преимущества перед вертикальными.

Действующая высота вибратора

Под заземленным или несимметричным вибратором понимают такой, который подключается к одному зажиму источника э. д. с., а другой зажим источника заземляется (фиг. 5.14). Заземленный вибратор в совокупности со своим зеркальным изображением



Фиг. 5.14. Распределение тока в вертикальном заземленном вибраторе.



Фиг. 5.15. К выводу формулы действующей высоты антенны.

образует симметричный вибратор. Поэтому диаграмма направленности заземленного вибратора представляет собой верхнюю половину диаграммы направленности соответствующего симметричного вибратора. Отсюда следует также, что максимум излучения вертикального заземленного вибратора при идеальной проводимости Земли находится на ее поверхности.

Для определения сопротивления излучения заземленного вибратора обратимся к фиг. 5.15, на которой начало координат сов-

падает с вершиной вибратора, ось z направлена по оси вибратора, I_{mz} — амплитуда тока на расстоянии z от вершины вибратора, $I_{m\pi}$ — амплитуда тока в пучности, I_{m0} — амплитуда тока в основании антенны, h — геометрическая высота вибратора, h_d — его действующая высота.

Будем считать эквивалентными вибраторы, которые создают поле одинаковой напряженности в направлении максимального излучения антенны. В этом направлении отсутствует разность хода волн от симметричных элементов вибратора, вследствие чего результирующее поле равно алгебраической сумме полей всех элементарных участков вибратора, каждый из которых эквивалентен элементарному вибратору.

Амплитуда напряженности поля элементарного вибратора пропорциональна моменту тока, измеряемого в метрамперах. Следовательно, вибраторы являются эквивалентными, если равны их моменты токов.

В заземленном вибраторе, где ток распределяется неравномерно по высоте, момент тока равен интегралу $\int_0^h I_{mz} dz$. Если в качестве эквивалентного вибратора выбрать такой, в котором по всей высоте ток одинаков и равен току у основания заземленного вибратора I_{m0} , то к последнему можно применить формулы, выведенные для элементарного вибратора. Высота эквивалентного вибратора называется *действующей высотой* истинного вибратора. Очевидно, что действующая высота вибратора h_d меньше его геометрической высоты h .

Из условия равенства моментов тока действительной и эквивалентной антенн

$$h_d I_{m0} = \int_0^h I_{mz} dz$$

определим действующую высоту

$$h_d = \frac{1}{I_{m0}} \int_0^h I_{mz} dz.$$

При синусоидальном распределении тока в вибраторе

$$I_{mz} = I_{m\pi} \sin az, \text{ а } I_{m0} = I_{m\pi} \sin ah.$$

Отсюда

$$I_{mz} = \frac{I_{m0}}{\sin ah} \sin az,$$

а действующая высота вибратора

$$\begin{aligned} h_d &= \frac{1}{I_{m0}} \int_0^h I_{mz} dz = \frac{1}{\sin ah} \int_0^h (\sin az) dz = \\ &= \frac{1}{\sin ah} \left| -\frac{\cos az}{a} \right|_0^h = \frac{1 - \cos ah}{a \sin ah}. \end{aligned}$$

Учитывая известные тригонометрические формулы

$$\cos \alpha h = 1 - 2 \sin^2 \frac{\alpha h}{2} \quad \text{и} \quad \sin \alpha h = 2 \sin \frac{\alpha h}{2} \cos \frac{\alpha h}{2},$$

найдем

$$h_d = \frac{1 - \cos \alpha h}{\alpha \sin \alpha h} = \frac{2 \sin^2 \frac{\alpha h}{2}}{\alpha \cdot 2 \sin \frac{\alpha h}{2} \cos \frac{\alpha h}{2}} = \frac{\operatorname{tg} \frac{\alpha h}{2}}{\alpha}.$$

Формула

$$h_d = \frac{\operatorname{tg} \frac{\alpha h}{2}}{\alpha} \quad (5.21)$$

устанавливает связь между геометрической и действующей высотой вертикального заземленного вибратора. Если $h \ll \lambda$, то

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha h}{2} \approx \frac{\alpha h}{2}, \quad \text{а} \quad h_d = \frac{\operatorname{tg} \frac{\alpha h}{2}}{\alpha} = \frac{\frac{\alpha h}{2}}{\alpha} = \frac{h}{2}.$$

Действующая высота четвертьволнового вибратора

$$\left(h = \frac{\lambda}{4}, \quad \frac{\alpha h}{2} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{h}{2} = \frac{\pi}{4} \right)$$

$$h_d = \frac{\operatorname{tg} \frac{\alpha h}{2}}{\alpha} = \frac{\lambda \operatorname{tg} \frac{\pi}{4}}{2\pi} = \frac{\lambda}{2\pi}.$$

Так как в данном случае $\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{2}{\pi} h$, то можно сказать, что увеличение геометрической высоты заземленного вибратора от весьма малой величины до $\lambda/4$ сопровождается увеличением его действующей высоты от $0,5$ до $\frac{2}{\pi} = 0,64$ его геометрической высоты.

Заземленный вертикальный вибратор высотой h в совокупности со своим зеркальным изображением образует симметричный вибратор длиной $l = 2h$, а поэтому действующая высота симметричного вибратора в 2 раза больше действующей высоты соответствующего заземленного. Следовательно, если длина симметричного вибратора $l \ll \lambda$, то

$$h_d = 2 \left(\frac{h}{2} \right) = \frac{l}{2},$$

а действующая высота полуволнового вибратора

$$h_d = 2 \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right) = \frac{\lambda}{\pi}. \quad (5.22)$$

Если в формуле (5.4) геометрическую высоту вибратора l заменить действующей высотой h_d и принять $\theta = 90^\circ$, то можно определить амплитуду напряженности электрического поля в направлении главного максимума

$$E_{m \max} = \frac{6\pi I_m l}{r\lambda} \sin\theta = \frac{60\pi I_m h_d}{r\lambda},$$

а если это выражение дополнить множителем $F(\theta)$, выражающим нормированную диаграмму направленности данной антенны, то можно вычислить амплитуду напряженности поля в любом направлении:

$$E_m = \frac{60\pi I_m h_d}{r\lambda} F(\theta). \quad (5.23)$$

Сопротивление излучения вибратора

Равномерное распределение тока по действующей высоте реальной антенны позволяет считать ее эквивалентной элементарному вибратору, и если симметричный вибратор длиной $l \ll \lambda$ находится в свободном пространстве и имеет действующую высоту h_d , то согласно формуле (5.7) сопротивление излучения его

$$R_z = 800 \left(\frac{h_d}{\lambda} \right)^2. \quad (5.24)$$

Заземленный вибратор с действующей высотой h_d подобен элементарному вибратору длиной l , если $l = 2h_d$; имея в виду также, что заземленный вибратор излучает только в верхнюю полусферу, его сопротивление излучения определяется как

$$R_{zo} = \frac{1}{2} 800 \left(\frac{2h_d}{\lambda} \right)^2 = 1600 \left(\frac{h_d}{\lambda} \right)^2. \quad (5.25)$$

По формулам (5.24), (5.25) на первый взгляд кажется, что сопротивление излучения симметричного вибратора в 2 раза меньше сопротивления излучения соответствующего заземленного вибратора. Это было бы верно, если бы оба вибратора имели равную действующую высоту. Когда же сравниваются симметричный и заземленный вибраторы, то имеет место обратное соотношение, так как действующая высота симметричного вибратора в 2 раза больше, чем соответствующего ему заземленного вибратора.

Следует различать сопротивление излучения R_{zo} , отнесенное к току у основания антенны, и сопротивление излучения R_{zp} , отнесенное к току в пучности. Соотношение между ними можно установить, если иметь в виду, что излучаемая мощность может быть выражена через каждое из этих сопротивлений:

$$P_z = \frac{I_{m0}^2 R_{zo}}{2}; \quad P_z = \frac{I_{mp}^2 R_{zp}}{2} = \frac{I_{m0}^2 R_{zp}}{2 \sin^2 \alpha h}.$$

Приравнивая правые части формул, находим

$$\frac{I_{m0}^2 R_{\Sigma 0}}{2} = \frac{I_{m0}^2 R_{\Sigma \Pi}}{2 \sin^2 \alpha h}, \quad (5.26)$$

откуда следует, что

$$R_{\Sigma \Pi} = R_{\Sigma 0} \cdot \sin^2 \alpha h. \quad (5.27)$$

Если не соблюдается соотношение $h \leq \frac{\lambda}{4}$ или $l \leq \frac{\lambda}{2}$, то формулами

$$R_{\Sigma 0} = 1600 \left(\frac{h_{\Pi}}{\lambda} \right)^2 \quad \text{и} \quad R_{\Sigma} = 800 \left(\frac{h_{\Pi}}{\lambda} \right)^2$$

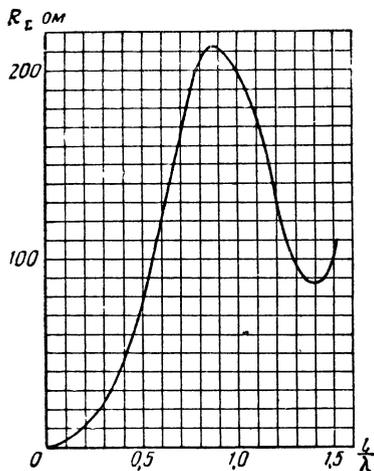
пользоваться нельзя. В таких случаях при выводе формулы сопротивления излучения следует учитывать разность хода лучей от различных элементов вибратора, т. е. его диаграмму направленности.

Ван-дер-Поль вывел формулу сопротивления излучения симметричного вибратора произвольной длины. Это сопротивление отнесено к пучности тока. Формула Ван-дер-Поля в дальнейшем была упрощена М. И. Конторовичем.

На фиг. 5.16 приведена вычисленная по формуле Конторовича зависимость сопротивления излучения симметричного вибратора от его длины, отнесенной к длине волны. Согласно приведенному графику с увеличением l/λ от 0 до 1 сопротивление излучения вибратора растет, причем для полуволнового вибратора ($l = \frac{\lambda}{2}$) $R_{\Sigma \Pi} = 73,1 \text{ ом}$, а для волнового ($l = \lambda$) $R_{\Sigma \Pi} = 200 \text{ ом}$.

Дальнейшее увеличение l/λ до 1,5 вызывает уменьшение сопротивления излучения до 100 ом, которое сменяется увеличением R_{Σ} до 250 ом при изменении l/λ от 1,5 до 2,0, после чего происходят колебания сопротивления излучения, сопровождаемые некоторым увеличением его максимума и минимума.

Фиг. 5.16. Зависимость сопротивления излучения вибратора от его длины, отнесенной к длине волны.



Такой характер изменения сопротивления излучения объясняется тем, что с одной стороны, увеличение длины вибратора связано с увеличением R_{Σ} за счет увеличения числа элементов вибратора, участвующих в излучении электромагнитных волн, а с другой стороны, изменение l/λ (предположим, от 1 до 1,5) сопровождается появлением участков вибратора со встречным направлением тока, которое и вызывает уменьшение сопротивления излучения. Казалось бы, что с увеличением l/λ от 1,5 до 2

должно произойти дальнейшее уменьшение сопротивления излучения, но этого нет, так как в данном случае появление на вибраторе участков со встречным направлением токов создает в определенных направлениях дополнительный сдвиг по фазе между полями отдельных участков вибратора, который способствует усилению результирующего поля вибратора и увеличению общей излучаемой мощности.

Из симметричных вибраторов наиболее широко применяются полуволновые, как наиболее короткие из всех резонансных. Вторым достоинством полуволновых вибраторов является отсутствие боковых лепестков в их диаграмме направленности.

График, изображенный на фиг. 5.16, позволяет определить сопротивление излучения заземленных вибраторов, разделив пополам сопротивление излучения соответствующего симметричного вибратора. Например, четвертьволновый заземленный вибратор имеет $R_{\Sigma} = \frac{73,1}{2} = 36,5 \text{ ом}$.

Формулу (5.9) коэффициента направленного действия, выведенную для элементарного вибратора, можно распространить на реальный симметричный вибратор, если в этой формуле длину элементарного вибратора l заменить действующей высотой симметричного вибратора $h_{\text{д}}$. Тогда формула (5.9) принимает вид

$$D = \frac{120\pi^2 \left(\frac{h_{\text{д}}}{\lambda}\right)^2}{R_{\Sigma}}. \quad (5.28)$$

Полуволновый вибратор имеет действующую высоту $h_{\text{д}} = \frac{\lambda}{\pi}$ и сопротивление излучения $R_{\Sigma} = 73,1 \text{ ом}$. Следовательно, коэффициент направленного действия полуволнового вибратора

$$D = \frac{120\pi^2}{\pi^2 \cdot 73,1} = 1,64. \quad (5.29)$$

На практике коэффициент усиления G часто определяют по отношению к полуволновому вибратору. Так как $G = D\eta_{\text{а}}$, то между коэффициентами усиления по отношению к абсолютно ненаправленному излучателю G и относительно полуволнового вибратора G' существует зависимость

$$G' = \frac{G}{1,64}.$$

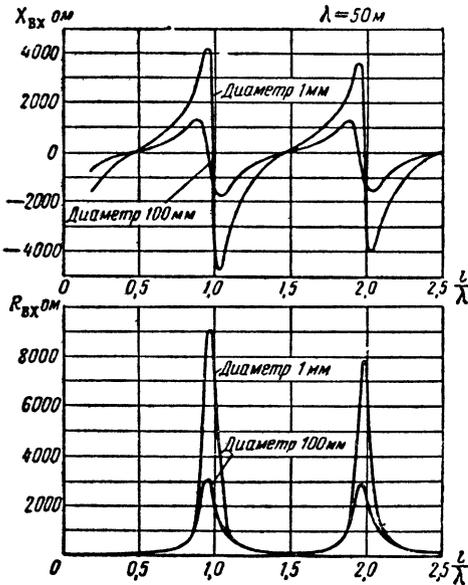
Входное сопротивление вибратора

Зависимость входного сопротивления симметричного вибратора от его длины, изображенная на фиг. 5.17, примерно такая же, как в аналогичной реальной разомкнутой линии. Входное сопротивление вибратора имеет активную $R_{\text{вх}}$ и реактивную $X_{\text{вх}}$ составляющие, т. е. такие активное $R_{\text{а}} = R_{\Sigma} + R_{\text{п}}$ и реактивное $X_{\text{а}}$ сопротивления антенны, которые отнесены к ее входным зажимам.

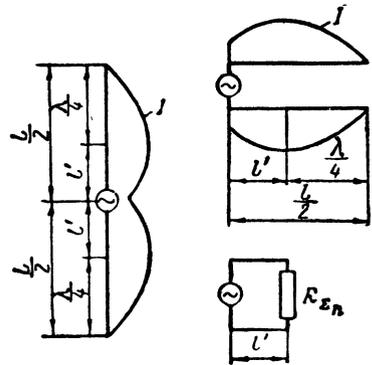
Если длина вибратора $l \approx \frac{\lambda}{2}, \lambda, \frac{3}{2}\lambda, 2\lambda \dots$, что соответствует разомкнутой линии длиной $\frac{l}{2} \approx \frac{\lambda}{4}, \frac{\lambda}{2}, \frac{3}{4}\lambda, \lambda \dots$, то имеет место резонанс. При этом $X_{вх} = 0$, и входное сопротивление содержит только активную составляющую. Здесь следует различать последовательный и параллельный резонанс.

Если длина симметричного вибратора $l \approx \frac{\lambda}{2}, \frac{3}{2}\lambda, \frac{5}{2}\lambda \dots$, то на входе его получаются пучность тока и узел напряжения (см. фиг. 5.5). В соответствии с этим активная составляющая входного сопротивления минимальна, как при последовательном резонансе, и с некоторым приближением равна сопротивлению излучения

$R_{вх \min} = R_{\Sigma \Pi}$, отнесенному к пучности тока (когда длина



Фиг. 5.17. Зависимость входного сопротивления симметричного вибратора от его длины и диаметра.



Фиг. 5.18. К определению входного сопротивления симметричного вибратора длиной $l > \frac{\lambda}{2}$.

вибратора близка, а тем более превышает $\lambda/4$, то можно пренебречь сопротивлением активных потерь в вибраторе по сравнению с его сопротивлением излучения, т. е. считать, что $R_a = R_{\Sigma} + R_{\Pi}$. Если же симметричный вибратор имеет длину $l = \lambda, 2\lambda, 3\lambda \dots$, то на входных зажимах вибратора получаются пучность напряжения и узел тока, и так же, как при параллельном резонансе, активная составляющая входного сопротивления имеет максимальную величину, которую можно определить следующим образом.

Сопротивление излучения $R_{\Sigma \Pi}$ относится к пучности тока, которая в данном случае находится в сечениях вибратора, удаленных на $\lambda/4$ от его входа. Эту часть вибратора можно рассматривать как четвертьволновую линию, замкнутую на активное сопротив-

ление $R=R_{\Sigma\Pi}$. Следовательно, на основании формулы (2.6) активная составляющая входного сопротивления симметричного вибратора при параллельном резонансе

$$R_{\text{вх}} = \frac{\rho_a^2}{R_{\Sigma\Pi}},$$

где ρ_a — волновое сопротивление антенны.

Когда вибратор не настроен в резонанс, то активная составляющая входного сопротивления $R_{\text{вх}}$ вычисляется с учетом того, что генератор подключен к зажимам вибратора, где нет пучности тока или напряжения.

Если $l < \frac{\lambda}{2}$, то $R_{\text{вх}}=R_{\Sigma 0}$ может быть определена по графику фиг. 5.16 или по формулам, устанавливающим связь между сопротивлением излучения $R_{\Sigma 0}$ и действующей высотой вибратора.

Можно также воспользоваться формулой (5.27):

$$R_{\Sigma 0} = \frac{R_{\Sigma\Pi}}{\sin^2 \alpha h}.$$

В том случае, когда длина вибратора, а следовательно, и сопротивление излучения его очень малы, необходимо учитывать также сопротивление активных потерь в антенне: $R_{\text{вх}}=R_{\Sigma 0}+R_{\Pi}$. Если же

$l > \frac{\lambda}{2}$ (фиг. 5.18), то входное сопротивление вибратора можно

определить исходя из того, что на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ (или $\frac{3}{4}\lambda, \frac{5}{4}\lambda \dots$)

от открытого конца вибратора имеется сечение, в котором находится пучность тока. Мысленно отбрасывая эту часть вибратора, считаем, что его оставшая часть длиной $2l'$ нагружена на сопротивление $R_{\Sigma\Pi}$. Отсюда следует, что активную и реактивную составляющие входного сопротивления симметричного вибратора можно определить по аналогии с двухпроводной линией длиной

$l' = \frac{l}{2} - \frac{\lambda}{4}$, замкнутой на активное сопротивление, равное сопротивлению излучения $R_{\Sigma\Pi}$. Для этого целесообразно использовать круговые диаграммы.

При отклонении от резонанса появляется реактивная составляющая входного сопротивления, которая по аналогии с разомкнутой линией приблизительно равна

$$jX_{\text{вх}} = -j\rho_a \operatorname{ctg} \alpha \frac{l}{2},$$

где l — длина вибратора.

Во всех перечисленных расчетах должно быть известно волновое сопротивление антенны. При длине антенны l , значительно меньшей длины волны λ , когда поле вблизи антенны не отличается существенно от поля двухпроводной линии, волновое сопротивле-

ние антенны может быть определено по ее погонным параметрам. Если же условие $l \ll \lambda$ не соблюдается, то эта задача значительно усложняется.

Для расчета волнового сопротивления симметричного вибратора В. Н. Кессених предложил формулу

$$\rho_a = 120 \left(\ln \frac{\lambda}{\pi r} - 0,577 \right), \quad (5.30)$$

где r — радиус провода вибратора.

А. А. Пистолькорс рекомендует для ориентировочных расчетов волновое сопротивление тонкого симметричного вибратора считать равным $\rho_a = 1000 \text{ ом}$.

В резонансных кривых вибраторов (см. фиг. 5.17) имеется ряд особенностей, на которые необходимо обратить внимание:

1. Вибратор имеет большое активное сопротивление излучения, которого нет в двухпроводной линии. По этой причине резонансные кривые вибратора значительно тупее резонансных кривых линий, а активная составляющая входного сопротивления имеет минимальную величину $R_{\text{вх min}} = R_{\Sigma \Pi}$, значительно большую, и макси-

мальную величину $R_{\text{вх max}} = \frac{\rho_a^2}{R_{\Sigma \Pi}}$, значительно меньшую, чем в линии.

2. Для симметричного вибратора характерно, что его резонансные кривые по мере увеличения диаметра все более притупляются и резонансная длина вибратора уменьшается (см. фиг. 5.17). Если первый резонанс наступает в разомкнутой линии при ее длине $l = \frac{\lambda}{4}$, что соответствует длине симметричного вибратора

$l = \frac{\lambda}{2}$, то при большом диаметре вибратора его резонансная длина сокращается до $0,45\lambda$. Это объясняется тем, что с увеличением диаметра вибратора увеличивается его погонная емкость, уменьшается его волновое сопротивление, а следовательно, и добротность, которая в ряде случаев падает до нескольких единиц.

Подобно тому как в обычном колебательном контуре значительное уменьшение добротности сопровождается изменением резонансной частоты, в данном случае наблюдается уменьшение резонансной длины вибратора. «Эффект укорочения» резонансной длины можно объяснить и по-другому: так как погонная емкость толстых вибраторов велика, то фазовая скорость электромагнитных волн в таких вибраторах оказывается меньше, чем в тонких ($v = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$), а это равнозначно уменьшению длины волны в вибраторе.

Относительное укорочение вибратора $\frac{2\Delta l}{l}$, имеющего радиус r , вычисляют по формуле

$$\frac{2\Delta l}{l} \approx \frac{42,5}{138 \lg \frac{\lambda}{2\pi r}}. \quad (5.31)$$

Входное и волновое сопротивления несимметричного вибратора в 2 раза меньше, чем симметричного соответствующей длины, так как для получения в обоих вибраторах равных токов необходимо на входе несимметричного вибратора создать в 2 раза меньшее напряжение, чем на входе симметричного.

Формулы идеальной радиопередачи

Эти формулы устанавливают зависимость между напряженностью поля и расстоянием от антенны при условии, что радиоволны в окружающей среде распространяются без потерь.

Первую формулу идеальной радиопередачи получают, заменяя в выражении (5.4) длину элементарного вибратора l действующей высотой реального вибратора h_d и подстановкой $\theta = 90^\circ$, поскольку напряженность поля определяется в экваториальной плоскости:

$$E_m = 60\pi \frac{I_m h_d}{r\lambda} \quad \text{или} \quad E_e = 60\pi \frac{I_e h_d}{r\lambda}. \quad (5.32)$$

Здесь E_e выражено в в/м , I_e — в а , r — в м , а l и λ — в любых одинаковых единицах. Если же за единицу измерения дальности r принять км , то E_e выражено в мв/м .

В другую группу формул идеальной радиопередачи входит излучаемая мощность P_{Σ} . Плотность потока мощности ненаправленной антенны

$$S = \frac{P_{\Sigma}}{4\pi r^2}.$$

С другой стороны, согласно формуле (3.5)

$$S = E_e H_e = \frac{E_e^2}{120\pi}.$$

Приравнявая оба выражения вектора Умова—Пойнтинга, получаем

$$\frac{P_{\Sigma}}{4\pi r^2} = \frac{E_e^2}{120\pi},$$

откуда

$$E_{e(\text{в/м})} = \frac{\sqrt{30P_{\Sigma(\text{вт})}}}{r_{(\text{м})}} \quad \text{или} \quad E_{e(\text{мв/м})} = \frac{\sqrt{30P_{\Sigma(\text{вт})}}}{r_{(\text{км})}}.$$

Применение антенны с коэффициентом направленного действия D эквивалентно увеличению излучаемой мощности в D раз, и тогда действующее значение напряженности поля

$$E_{e(мв/м)} = \frac{\sqrt{30P_{\Sigma(вт)}D}}{r_{(км)}} = \frac{173\sqrt{P_{\Sigma(квт)}D}}{r_{(км)}}. \quad (5.33)$$

Если антенна находится в непосредственной близости от идеально проводящей земли, то плотность потока мощности удваивается, а напряженность поля увеличивается в $\sqrt{2}$ раз:

$$E_{e(мв/м)} = \frac{245\sqrt{P_{\Sigma(квт)}D}}{r_{(км)}}. \quad (5.34)$$

При расчете поля в реальных условиях, когда имеются потери электромагнитной энергии и в атмосфере, и в земле, приведенные формулы дополняются коэффициентом, называемым множителем ослабления.

§ 3. МНОВОВИБРАТОРНЫЕ АНТЕННЫ

Направленное действие антенны можно значительно усилить при переходе от одиночного вибратора к системе вибраторов, расположенных определенным образом в пространстве при соответствующем сдвиге фаз между токами в вибраторах.

Многовибраторные антенны различаются по следующим признакам: 1) по длине каждого вибратора; 2) по расположению вибраторов (горизонтальному или вертикальному); 3) по фазовому сдвигу между токами в соседних вибраторах; 4) по числу этажей в антенне n и 5) по числу вибраторов в каждом этаже p .

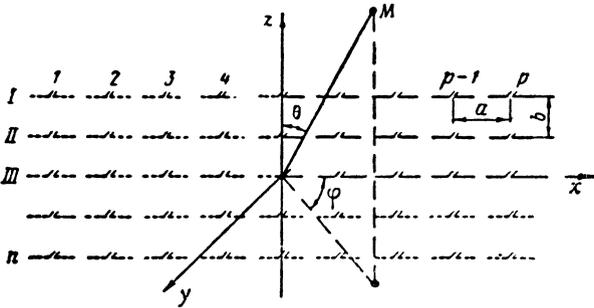
Наибольшее распространение получили синфазные горизонтальные антенны, состоящие из горизонтально расположенных полуволновых вибраторов, в которых токи совпадают по фазе. На практике встречаются и противофазные антенны, имеющие сдвиг по фазе на 180° между токами соседних вибраторов. Иногда в целях получения специальной диаграммы направленности, например, для однонаправленного излучения, создают сдвиг по фазе между токами в вибраторах, отличный от 0 и 180° .

Синфазные многовибраторные антенны

На фиг. 5.19 изображена синфазная многовибраторная антенна, состоящая из n этажей, в каждом из которых имеется p синфазных полуволновых вибраторов, расположенных в плоскости zx .

Расстояние между соседними вибраторами в этаже $a = \frac{\lambda}{2}$ и расстояние между этажами $b = \frac{\lambda}{2}$.

Уравнение диаграммы направленности многовibratorной антенны представляет собой произведение трех множителей, из которых первый учитывает направленные свойства одиночного vibratorа, второй — наличие p vibratorов в одном этаже, третий — наличие n этажей в антенне.



Фиг. 5. 19. Многоvibratorная антенна.

Горизонтальный симметричный vibrator не обладает направленными свойствами в вертикальной плоскости, поскольку эта плоскость для него является экваториальной. Диаграмма направленности горизонтального полуволнового vibratorа в меридиональной плоскости выражается уравнением

$$F_1(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin \varphi},$$

которое отличается от уравнения (5. 15) тем, что зенитный угол θ заменен азимутальным углом φ . Такая замена вызвана тем, что уравнение (5. 15) выведено для вертикального vibratorа, а в данном случае оно применяется к горизонтальному.

Для того чтобы ввести второй множитель в уравнение диаграммы направленности антенны, следует каждый из p vibratorов, составляющих один этаж антенны, заменить ненаправленным vibratorом, расположенным в фазовом центре (в пучности тока) действующего vibratorа (фиг. 5. 20, а).

Значительная удаленность точки M от антенны позволяет считать, что лучи, соединяющие эту точку с vibratorами, направлены параллельно и амплитуды напряженности полей отдельных vibratorов равны между собой:

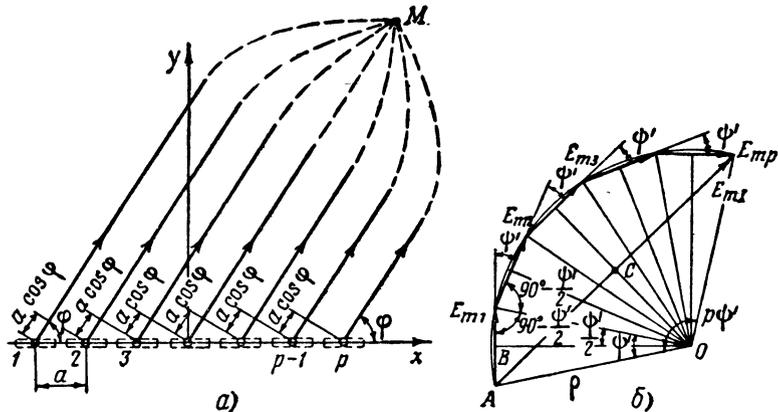
$$E_{m1} = E_{m2} = E_{m3} = \dots = E_{mp}.$$

При этих условиях поля vibratorов, расположенных рядом на расстоянии $a = \frac{\lambda}{2}$, отличаются только сдвигом по фазе φ' , обусловленным разностью хода волн $a \cos \varphi$:

$$\varphi' = \alpha(a \cos \varphi) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{2} \cos \varphi \right) = \pi \cos \varphi.$$

На фиг. 5.20, б показана векторная диаграмма суммирования полей отдельных вибраторов, сдвинутых по фазе друг относительно друга на угол ψ' . Эти векторы образуют правильный многоугольник ($E_{m1} = E_{m2} = E_{m3} = \dots = E_{mp}$), замыкающая сторона которого E_{m1} соответствует результирующей напряженности поля в точке M .

Из геометрии известно, что правильный многоугольник может быть вписан в окружность, центр которой находится на пересечении перпендикуляров, восстановленных к серединам сторон многоугольника. Исходя из этого, легко доказать, что центральный угол, охватывающий каждый из составляющих векторов, равен ψ' , а центральный угол, соответствующий результирующему вектору E_{m1} , равен $p\psi'$.



Фиг. 5.20. К определению диаграммы направленности многовибраторной антенны.

Из решения прямоугольного треугольника OAB следует, что радиус окружности

$$\rho = \frac{AB}{\sin \frac{\psi'}{2}} = \frac{E_{m1}}{2 \sin \frac{\psi'}{2}},$$

а из треугольника OAC тот же радиус

$$\rho = \frac{AC}{\sin \frac{p\psi'}{2}} = \frac{E_{m1}}{2 \sin \frac{p\psi'}{2}}.$$

Отсюда находим множитель, характеризующий усиление направленности антенны за счет вибраторов, расположенных в одном этаже:

$$F_2(\varphi) = \frac{E_{m1}}{E_{m1}} = \frac{\sin \frac{p\psi'}{2}}{\sin \frac{\psi'}{2}} = \frac{\sin \left(\frac{p\pi}{2} \cos \varphi \right)}{\sin \left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi \right)}.$$

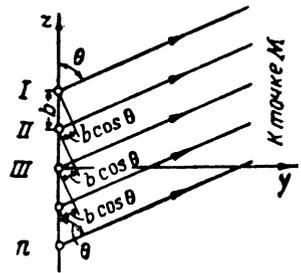
Для того чтобы учесть наличие n этажей в антенне, заменим все вибраторы, расположенные в каждом этаже, одним ненаправленным вибратором $I, II, III, IV \dots, n$, расположенным в средней точке ряда (на оси z) (фиг. 5.21). В данном случае поля соседних вибраторов в экваториальной плоскости zy ($\varphi=90^\circ$) имеют сдвиг по фазе ψ'' , соответствующий разности хода волн $b \cos \theta$:

$$\psi'' = \alpha (b \cos \theta) = -\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{2} \cos \theta \right) = \pi \cos \theta.$$

Следовательно, по аналогии с предыдущим случаем третий множитель диаграммы направленности антенны можно представить в таком виде:

$$F_3(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}.$$

Данная формула верна только для экваториальной плоскости. Если поле определяется вне этой плоскости, в точке с угловыми координатами θ и φ , то разность хода волн от соседних вибраторов $I, II, III \dots, n$ может быть найдена как проекция отрезка $b \cos \theta$ на плоскость, повернутую относительно экваториальной на угол $90^\circ - \varphi$. Следовательно, сдвиг по фазе, обусловленный разностью хода волн,



Фиг. 5.21. Учет влияния числа этажей антенны на ее направленные свойства.

$$\alpha [b \cos \theta \cos (90 - \varphi)] = \frac{2\pi}{\lambda} b \cos \theta \sin \varphi = \pi \cos \theta \sin \varphi,$$

а множитель

$$F_3(\theta, \varphi) = \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2} \cos \theta \sin \varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta \sin \varphi\right)}.$$

Таким образом, диаграмма направленности синфазной многовибраторной антенны выражается уравнением

$$F(\theta, \varphi) = F_1(\varphi) F_2(\varphi) F_3(\theta, \varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin \varphi} \frac{\sin\left(\frac{p\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)} \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2} \cos \theta \sin \varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta \sin \varphi\right)}.$$

На основании этого уравнения можно сделать следующие выводы:

1. Для направления, перпендикулярного плоскости антенны ($\varphi=90^\circ$, $\theta=90^\circ$), два множителя уравнения диаграммы направленности имеют неопределенное значение

$$F(\theta, \varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos 90^\circ\right)}{\sin 90^\circ} \frac{\sin\left(\frac{p\pi}{2} \cos 90^\circ\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos 90^\circ\right)} \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2} \cos 90^\circ \sin 90^\circ\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos 90^\circ \sin 90^\circ\right)} = \\ = 1 \frac{0}{0} \frac{0}{0}.$$

Эту неопределенность можно раскрыть, если учесть, что синус малого угла равен самому углу. Тогда

$$F(\theta, \varphi) = 1 \frac{p \frac{\pi}{2} \cos 90^\circ}{\frac{\pi}{2} \cos 90^\circ} \frac{\frac{n\pi}{2} \cos 90^\circ \sin 90^\circ}{\frac{\pi}{2} \cos 90^\circ \sin 90^\circ} = pn.$$

Следовательно, *синфазная антенна создает максимальное излучение в направлении, проходящем через середину антенны и перпендикулярном ее плоскости.*

В данном направлении отсутствует разность хода волн от вибраторов, и так как последние возбуждаются синфазно, то поля их полностью суммируются, т. е. напряженность результирующего поля в pn раз больше напряженности поля одного вибратора.

2. Диаграмма направленности антенны в вертикальной плоскости ($\varphi=90^\circ$)

$$F(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)} \quad (5.35)$$

зависит исключительно от числа этажей в антенне n , а следовательно, и от размера антенны в вертикальном направлении.

Диаграмма направленности антенны в горизонтальной плоскости ($\theta=90^\circ$)

$$F(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin \varphi} \frac{\sin\left(\frac{p\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)} \quad (5.36)$$

зависит от числа вибраторов (p) в этаже антенны, а следовательно, и от ее размера в горизонтальной плоскости.

3. Согласно уравнению диаграммы направленности в вертикальной плоскости $F(\theta)$ антенна не излучает в тех направлениях, для которых $F(\theta_0)=0$, т. е.

$$\sin\left(\frac{n\pi}{2} \cos\theta_0\right) = 0 \quad \text{или} \quad \frac{n\pi}{2} \cos\theta_0 = k\pi,$$

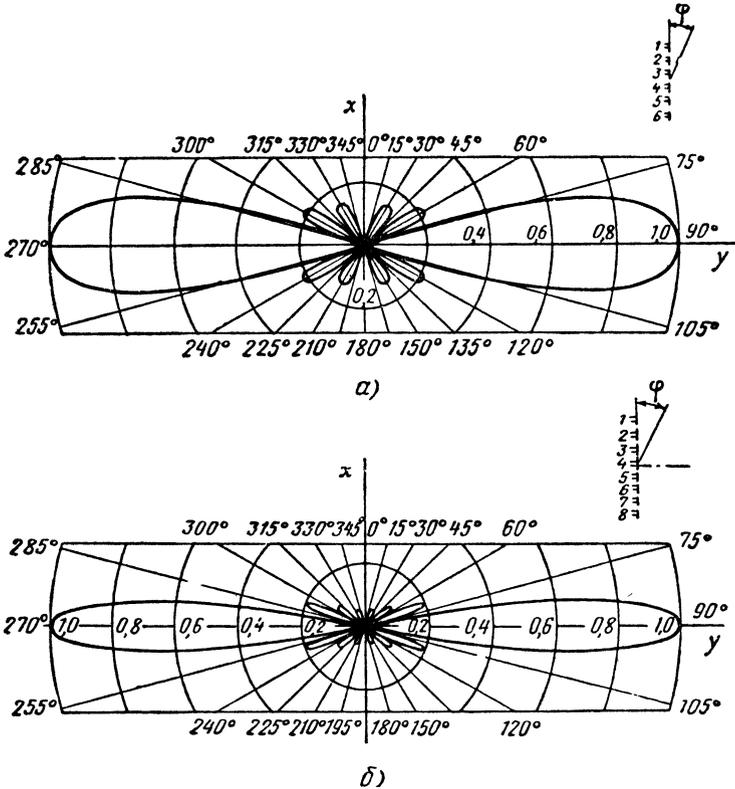
где $k=1, 2, 3, \dots$

При этом

$$\cos\theta_0 = \frac{2k}{n}.$$

Первое ($k=1$) направление нулевого излучения получается при

$$\cos\theta_{01} = \frac{2}{n}.$$



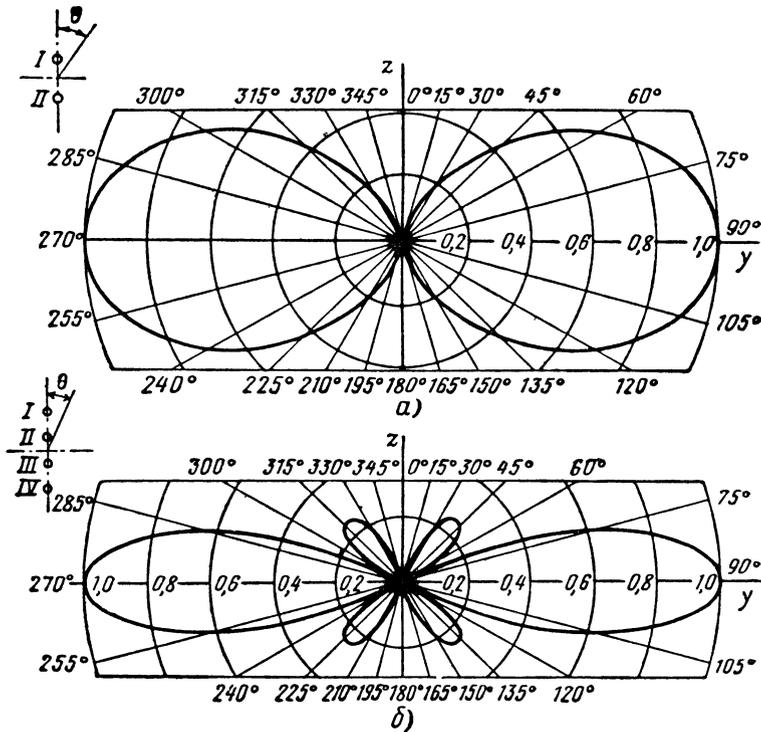
Фиг. 5.22. Диаграммы направленности синфазной горизонтальной антенны в горизонтальной плоскости при наличии в каждом этаже p полуволновых вибраторов:

а) $p=6$; б) $p=8$.

Так как $\cos\theta_{01} \leq 1$, то нулевое направление может появиться лишь при условии, что число этажей в антенне не меньше двух. Это согласуется с тем, что одиночный симметричный вибратор не обладает направленным излучением в экваториальной плоскости.

Двухэтажная антенна ($n=2$) не излучает при $\cos \theta_0=1$, т. е. в плоскости антенны ($\theta_0=0^\circ$). При $n=4$ ($k=1; 2$) антенна не излучает при $\cos \theta_0=\frac{1}{2}$; 1, что соответствует $\theta_0=60^\circ, 0^\circ$. Если $n=6$ ($k=1; 2; 3$), то $\cos \theta_0=\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, 1$, а $\theta_0=70^\circ 30'; 48^\circ 10'; 0^\circ$.

Согласно формуле $\cos \theta_{01}=\frac{2}{n}$, с увеличением n угол θ_{01} увеличивается, стремясь к 90° , т. е. направление нулевого излучения



Фиг. 5.23. Диаграммы направленности синфазной горизонтальной антенны в вертикальной плоскости при наличии n этажей вибраторов без учета влияния земли:

а) $n=2$; б) $n=4$.

приближается к основному направлению максимального излучения ($\theta=90^\circ$) и основной лепесток диаграммы направленности сужается.

Таким образом, с увеличением числа этажей антенны ширина угла основного лепестка диаграммы направленности в вертикальной плоскости уменьшается, но при этом увеличивается число (k) боковых лепестков диаграммы (фиг. 5.22).

4. Антенна не излучает в горизонтальной плоскости в тех направлениях, для которых

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi_0\right) = 0 \quad \text{и} \quad \sin\left(\frac{p\pi}{2} \cos \varphi_0\right) = 0.$$

Первое уравнение дает одно значение $\varphi_0 = 0$ (по оси вибратора), при котором одиночный симметричный вибратор не излучает.

Из второго уравнения следует, что

$$\frac{p\pi}{2} \cos \varphi_0 = k\pi, \quad \text{а} \quad \cos \varphi_0 = \frac{2k}{p}, \quad \text{где} \quad k = 1, 2, 3, \dots$$

Полученное выражение аналогично ранее выведенной формуле $\cos \theta_0 = \frac{2k}{p}$. На этом основании можно утверждать, что с увеличением числа вибраторов p в каждом этаже обостряется основной лепесток и увеличивается количество боковых лепестков в диаграмме направленности антенны в горизонтальной плоскости (фиг. 5. 23).

Очевидно, что увеличение числа вибраторов в антенне np , а следовательно, и её площади влечет за собой обострение основного лепестка пространственной диаграммы направленности антенны.

Однонаправленные многовибраторные антенны

Однонаправленной называется такая антенна, для которой характерно противоположное направление максимума (основного) и минимума излучения и приема.

В целях получения однонаправленного действия антенна снабжается рефлектором (отражателем). Различают активные и пассивные рефлекторы. *Активный рефлектор* возбуждается током от того же генератора, что и антенна, *пассивный* — электромагнитным полем активного излучателя (антенны).

Активный рефлектор помещают на расстоянии $\lambda/4$ от антенны, причем ток в рефлекторе должен быть равен току в антенне и опережать его по фазе на 90° . Для того чтобы учесть влияние рефлектора на диаграмму направленности вибратора, обратимся вновь к фиг. 5. 20. При наличии сдвига по фазе между токами в соседних вибраторах на угол ψ поля этих вибраторов приходят в точку M с суммарным сдвигом по фазе ψ' , обусловленным разностью хода волн и углом ψ :

$$\psi' = \psi + \frac{2\pi}{\lambda} a \cos \varphi.$$

Следовательно, множитель, характеризующий усиление направленности благодаря наличию p вибраторов, расположенных в одном этаже антенны, имеет вид

$$F(\varphi) = \frac{\sin \frac{p\psi'}{2}}{\sin \frac{\psi'}{2}} = \frac{\sin \left(\frac{p\psi}{2} + \frac{p\pi}{\lambda} a \cos \varphi \right)}{\sin \left(\frac{\psi}{2} + \frac{\pi}{\lambda} a \cos \varphi \right)}. \quad (5.37)$$

В данном случае $p=2$; $a = \frac{\lambda}{4}$; $\psi = \frac{\pi}{2}$, поэтому

$$\begin{aligned} F(\varphi) &= \frac{\sin \left(\frac{p\psi}{2} + \frac{p\pi}{\lambda} a \cos \varphi \right)}{\sin \left(\frac{\psi}{2} + \frac{\pi}{\lambda} a \cos \varphi \right)} = \frac{\sin 2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \cos \varphi \right)}{\sin \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \cos \varphi \right)} = \\ &= \frac{2 \sin \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \cos \varphi \right) \cos \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \cos \varphi \right)}{\sin \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \cos \varphi \right)} = \\ &= 2 \cos \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \cos \varphi \right). \end{aligned} \quad (5.37')$$

Диаграмма направленности, выраженная этим уравнением, имеет форму кардиоиды согласно фиг. 5.24. На этой фигуре изображены также эпюры напряженностей полей антенны (сплошная тонкая линия), рефлектора (пунктирная линия) и всей системы (жирная линия) для направлений, соответствующих углам $\varphi=0$, 90 , 180 и 270° . В направлении рефлектора ($\varphi=0^\circ$) поля антенны A и рефлектора R изменяются в противофазе, так как поле антенны отстает по фазе от поля рефлектора вследствие, во-первых, разности хода волн $\lambda/4$ и, во-вторых, отставания по фазе тока в антенне от тока в рефлекторе на 90° . В результате в этом направлении излучения нет:

$$F(\varphi) = 2 \cos \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \cos 0^\circ \right) = 0.$$

При $\varphi=90^\circ$ и $\varphi=270^\circ$ отсутствует разность хода волн от рефлектора и антенны и сохраняется только сдвиг по фазе на 90° между их полями в соответствии с фазовым сдвигом между токами. Это приводит к увеличению напряженности поля под влиянием рефлектора в 1,41 раза:

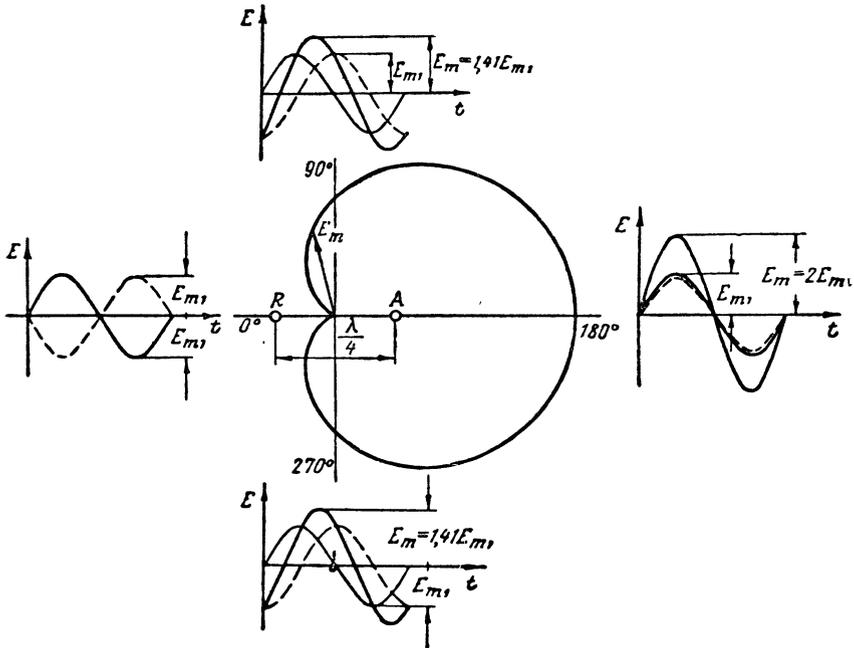
$$F(\varphi) = 2 \cos \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \cos 90^\circ \right) = \sqrt{2} = 1,41.$$

В направлении антенны ($\varphi=180^\circ$) отставание по фазе тока в антенне от тока в рефлекторе на 90° компенсируется равным отставанием по фазе поля рефлектора от поля антенны за счет

разности хода волн от них. В результате при $\varphi = 180^\circ$ поле антенны под влиянием рефлектора удваивается:

$$F(\varphi) = 2 \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \cos 180^\circ\right) = 2.$$

Для получения однонаправленного действия многовibratorной антенны в качестве рефлектора можно использовать такую же многовibratorную антенну, но удаленную от первой на расстоя-



Фиг. 5.24. Кардионная диаграмма направленности.

ние $\lambda/4$. Влияние рефлектора на диаграмму направленности многовibratorной антенны учитывается множителем

$$F(\varphi) = 2 \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \cos \varphi\right),$$

которым следует дополнить уравнение диаграммы. Здесь угол φ отсчитывается от перпендикуляра к плоскости антенны.

Сопротивление излучения многовibratorных антенн

Метод определения излучаемой мощности и сопротивления излучения с помощью вектора Умова—Пойнтинга оказывается неполноценным в случае применения к многовibratorным антеннам, так как этот метод не дает представления о распределении излучаемой мощности между отдельными vibratorами.

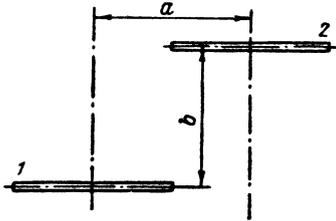
Здесь на помощь приходит метод наведенных э. д. с., который был предложен независимо Д. А. Рожанским и Л. Бриллюэном, а затем разработан для практического применения И. Г. Кляцкиным и А. А. Пистолькорсом.

Идея метода наведенных э. д. с. такова. Каждый элементарный участок провода, как доказано в § 9, гл. III, индуктирует э. д. с. на других участках провода, причем между током и э. д. с. любого элементарного участка провода имеется сдвиг по фазе, отличный от 90° (см. фиг. 3. 17). Составляющая э. д. с. E_2 , направленная навстречу току I , определяет мощность, излучаемую элементарным участком dz :

$$dP_z = |E_2 I dz|.$$

Составляющая э. д. с. E_1 , сдвинутая по фазе относительно тока на 90° , определяет реактивную мощность, создаваемую данным элементарным участком:

$$dP_x = |E_1 I dz|.$$



Фиг. 5. 25. К определению сопротивления излучения системы из двух полуволновых вибраторов.

Если просуммировать значения dP_z и dP_x по всему вибратору, то в результате будет получена соответственно активная (излучаемая) и реактивная мощность. Полученные значения мощности, отнесенные к току в пучности, определяют активную и реактивную составляющие входного сопротивления.

Активная составляющая представляет собой сопротивление излучения вибратора. При большой длине вибратора может оказаться, что на его отдельных участках сдвиг по фазе между током и э. д. с. превышает 360° , но меньше 450° . Это эквивалентно сдвигу по фазе от 0 до 90° . Тогда активная составляющая входного сопротивления изменяет знак, что означает уменьшение излучаемой мощности. С таким явлением мы встречались при рассмотрении графика зависимости сопротивления излучения вибратора от его длины (см. фиг. 5. 16).

При наличии двух вибраторов в антенне (фиг. 5. 25) на любом элементарном участке вибратора 1 индуктируется э. д. с. за счет токов в этом и во втором вибраторе 2. Первая часть э. д. с. определяет мощность и входное сопротивление собственно вибратора 1, которое обозначается Z_{11} , а второй части э. д. с. соответствуют мощность и входное сопротивление, вносимые токами второго вибратора. Последнее сопротивление обозначается Z_{12} .

Аналогично во втором вибраторе индуктируется э. д. с. за счет собственного тока I_2 и тока первого вибратора I_1 . Первая часть э. д. с. и ток I_2 определяют мощность и входное сопротивление Z_{22} собственно второго излучателя, а вторая часть э. д. с. и ток I_1 соответствуют мощности и входному сопротивлению Z_{21} , обусловленных влиянием первого вибратора на второй. По аналогии с тео-

рий связанных цепей в курсе «Основы радиотехники» можно считать, что взаимные сопротивления Z_{12} и Z_{21} равны между собой.

Ниже приводится рассчитанная А. А. Пистолькорсом таблица для определения активной составляющей взаимного сопротивления двух полуволновых вибраторов, расположенных, как показано на фиг. 5.25 (табл. 5.1). При пользовании таблицей следует иметь в виду, что знак сопротивления изменяется на обратный для вибраторов, возбуждаемых в противофазе.

На фиг. 5.26 изображен график, определяющий активную (a) и реактивную (b) составляющие взаимного сопротивления двух вибраторов, расположенных без взаимного сдвига в осевом направлении ($a=0$) на расстоянии b один от другого, в зависимости от этого расстояния. График построен В. В. Татаринным.

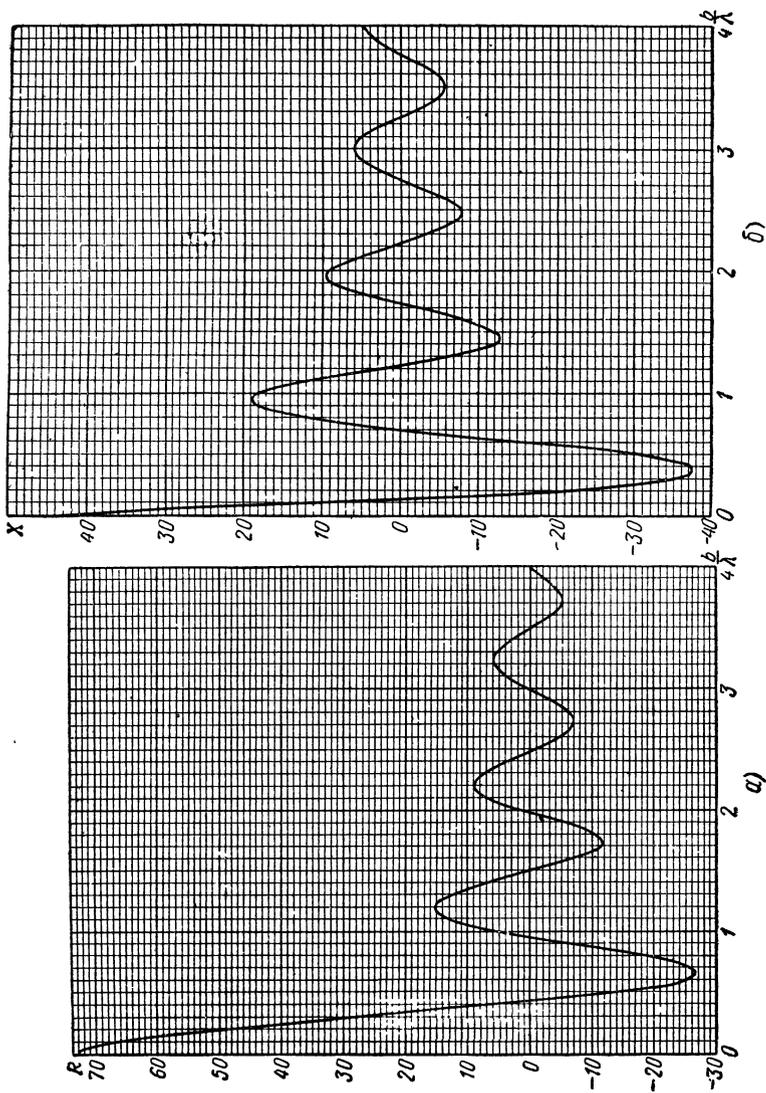
Отрицательные значения активной составляющей взаимного сопротивления, полученные при некоторых значениях b , указывают на то, что под влиянием одного вибратора уменьшается мощность, излучаемая вторым вибратором.

По мере уменьшения расстояния между вибраторами до нуля совершается переход связанной системы к одиночному вибратору. Согласно приведенным кривым одиночный полуволновый вибратор имеет сопротивление излучения $R_{\Sigma}=73,1 \text{ ом}$, что согласуется с графиком фиг. 5.16, и реактивную составляющую входного сопротивления $X_{\text{вх}}=42,05 \text{ ом}$. Это индуктивное

Таблица 5.1

Значения активной составляющей взаимного сопротивления полуволновых вибраторов

$a \backslash b$	0,0λ	0,5λ	1,0λ	1,5λ	2,0λ	2,5λ	3,0λ	3,5λ	4,0λ	4,5λ	5,0λ	5,5λ	6,0λ
0,0λ	+73,1	-12,4	+4,1	-1,8	+1,2	-0,8	+0,4	-0,3	+0,2	-0,2	+0,2	-0,1	+0,1
0,5λ	+26,4	-11,8	+8,8	-5,8	+3,8	-2,8	+1,9	-1,5	+1,1	-0,9	+0,7	-0,6	+0,5
1,0λ	-4,1	-0,8	+3,6	-6,3	+6,1	-5,7	+4,5	-4,0	+3,1	-2,5	+2,1	-1,8	+1,6
1,5λ	+1,8	+0,8	-2,9	+2,00	+0,2	-2,4	+3,2	-3,8	+3,7	-3,4	+3,1	-2,9	+2,6
2,0λ	-1,0	-1,0	+1,1	+0,6	-2,6	+2,7	-2,1	+0,7	+0,5	-1,3	+1,8	-2,2	+2,3
2,5λ	+0,6	+0,5	-0,4	-1,0	+1,6	-0,3	+1,6	+2,7	-2,5	+2,0	-1,4	+0,5	-0,1
3,0λ	-0,4	-0,3	+0,1	+0,9	-0,5	-0,1	+1,7	-1,0	-0,1	+1,1	-1,9	+1,8	-2,0



Фиг. 5. 26. Зависимость активной (а) и реактивной (б) составляющих взаимного сопротивления двух вибраторов от расстояния между ними.

Определим сопротивление излучения второго вибратора:

$$R_{\Sigma 2} = R_{22} + R_{21} + R_{23} + R_{21}' + R_{22}' + R_{23}' .$$

Так как

$$R_{22} = 73,1 \text{ ом} \quad (a=0, \quad b=0); \quad R_{21} = 26,4 \text{ ом} \quad \left(a = \frac{\lambda}{2}, \quad b=0 \right),$$

$$R_{23} = 26,4 \text{ ом} \quad \left(a = \frac{\lambda}{2}, \quad b=0 \right); \quad R_{21}' = -8,8 \text{ ом} \quad \left(a = \frac{\lambda}{2}, \quad b=\lambda \right);$$

$$R_{22}' = -4,1 \text{ ом} \quad (a=0, \quad b=\lambda); \quad R_{23}' = -8,8 \text{ ом} \quad \left(a = \frac{\lambda}{2}, \quad b=\lambda \right),$$

то

$$R_{\Sigma 2} = 73,1 + 26,4 + 26,4 - 8,8 - 4,1 - 8,8 = 104,2 \text{ ом}.$$

Сопротивление излучения третьего вибратора равно сопротивлению излучения первого вибратора в связи с тем, что эти вибраторы симметричны:

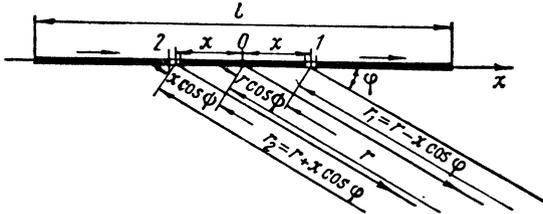
$$R_{23} = R_{21} = 78,9 \text{ ом}.$$

Общее сопротивление излучения антенны

$$R_{\Sigma} = R_{21} + R_{\Sigma 2} + R_{23} = 78,9 + 104,2 + 78,9 = 262 \text{ ом}.$$

§ 4. ИЗЛУЧЕНИЕ ПРОВОДА С БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ ТОКА

Наряду с вибраторными (линейными) антеннами, работающими в режиме стоячих волн, на практике применяются антенны с бегущей волной тока. Рассмотрим поле излучения основного элемента



Фиг. 5.28. К определению напряженности поля провода, обтекаемого бегущей волной тока.

такого рода антенны — провода длиной l , обтекаемого бегущей волной тока (фиг. 5.28). Для создания режима бегущих волн провод замыкают на активное сопротивление, равное его волновому сопротивлению.

Направим координатную ось x вдоль провода и поместим начало координат в его среднюю точку. Затем выделим в сечениях провода с координатами x и $-x$ два элементарных участка 1, 2 длиной dx . Если в элементарном участке dx , расположенном в середине провода, имеется синусоидальный ток с амплитудой I_m , то

этот ток возбуждает в воображаемой точке M электрическое поле, напряженность которого согласно формуле (5.4) имеет амплитуду

$$dE_m = \frac{60\pi I_m}{r\lambda} \sin \varphi dx$$

и мгновенное значение

$$dE_0 = \frac{60\pi I_m}{r\lambda} \sin \varphi dx \cdot \sin(\omega t - \alpha r).$$

Для бегущей волны тока характерно, что во всех сечениях провода амплитуда тока одинаковая, а фаза волны по мере ее распространения на расстояние x отстает на угол $\alpha x = \frac{2\pi}{\lambda} x$. Следовательно, при направлении тока, показанном на фиг. 5.28, ток в сечении 1 отстает, а в сечении 2 — опережает по фазе на угол αx ток в середине провода.

Имея в виду это обстоятельство и то, что точка M удалена от сечений с координатами x и $-x$ соответственно на

$$r_1 = r - x \cos \varphi \text{ и } r_2 = r + x \cos \varphi,$$

находим мгновенное значение напряженности элементарных полей, возбуждаемых током в сечениях 1 и 2:

$$\begin{aligned} dE_1 &= \frac{60\pi I_m}{r\lambda} \sin \varphi dx \sin(\omega t - \alpha r_1 - \alpha x) = \\ &= \frac{60\pi I_m}{r\lambda} \sin \varphi [\sin(\omega t - \alpha r + \alpha x \cos \varphi - \alpha x)] dx; \\ dE_2 &= \frac{60\pi I_m}{r\lambda} \sin \varphi [\sin(\omega t - \alpha r_2 + \alpha x)] dx = \\ &= \frac{60\pi I_m}{r\lambda} \sin \varphi [\sin(\omega t - \alpha r - \alpha x \cos \varphi + \alpha x)] dx. \end{aligned}$$

Обозначим

$$E_{m\varphi} = \frac{60\pi I_m \sin \varphi}{\lambda r}; \quad \xi = \omega t - \alpha r; \quad \gamma = \alpha(1 - \cos \varphi) \quad (5.39)$$

и определим напряженность результирующего поля элементарных участков провода 1, 2:

$$\begin{aligned} dE &= dE_1 + dE_2 = E_{m\varphi} [\sin(\xi - \gamma x) + \sin(\xi + \gamma x)] dx = \\ &= E_{m\varphi} \cdot 2 \left(\sin \frac{\xi - \gamma x + \xi + \gamma x}{2} \cos \frac{\xi - \gamma x - \xi - \gamma x}{2} \right) dx = 2E_{m\varphi} \sin \xi \cos \gamma x dx. \end{aligned}$$

Для определения напряженности поля всего провода интегрируем это выражение в пределах от $x=0$ до $x = \frac{l}{2}$:

$$E = 2E_{m\varphi} \sin \xi \int_0^{\frac{l}{2}} \cos \gamma x dx = 2E_{m\varphi} \sin \xi \left| \frac{\sin \gamma x}{\gamma} \right|_0^{\frac{l}{2}} = \frac{2E_{m\varphi} \sin \xi \sin \frac{\gamma l}{2}}{\gamma}.$$

Учитывая обозначения (5.39), получим следующее выражение для мгновенного значения напряженности электрического поля провода:

$$E = \frac{120\pi I_m \sin \varphi}{r\lambda} \frac{\sin(\omega t - ar) \sin\left[\frac{al}{2}(1 - \cos \varphi)\right]}{a(1 - \cos \varphi)} = \\ = \frac{60I_m}{r} \frac{\sin \varphi}{1 - \cos \varphi} \sin\left[\frac{al}{2}(1 - \cos \varphi)\right] \sin(\omega t - ar).$$

Отсюда следует, что диаграмма направленности провода с бегущей волной тока в меридиональной плоскости выражается уравнением

$$F(\varphi) = \frac{\sin \varphi}{1 - \cos \varphi} \sin\left[\frac{al}{2}(1 - \cos \varphi)\right], \quad (5.40)$$

а фазовый центр провода находится в его середине (на расстоянии r от точки наблюдения).

Исследуем уравнение (5.40).

1. Для того чтобы определить направления нулевого излучения, достаточно приравнять нулю множитель

$$\sin\left[\frac{al}{2}(1 - \cos \varphi_0)\right] = 0.$$

Это соответствует

$$\frac{al}{2}(1 - \cos \varphi_0) = k\pi \quad \text{или} \quad \cos \varphi_0 = 1 - \frac{2k\pi}{al} = 1 - \frac{k\lambda}{l}, \quad (5.41)$$

где $k=0, 1, 2, 3, \dots$ определяет число нулевых направлений в пределах одной четверти диаграммы направленности. При $k=0$ $\cos \varphi_0 = 1$, а $\varphi_0 = 0^\circ$. Следовательно, вдоль провода любой длины, обтекаемого бегущей волной тока, не происходит излучение. Причиной этого является отсутствие излучения вдоль оси каждого элементарного вибратора, составляющего провод.

Так как $\cos \varphi_0 \leq 1$, то согласно уравнению (5.41)

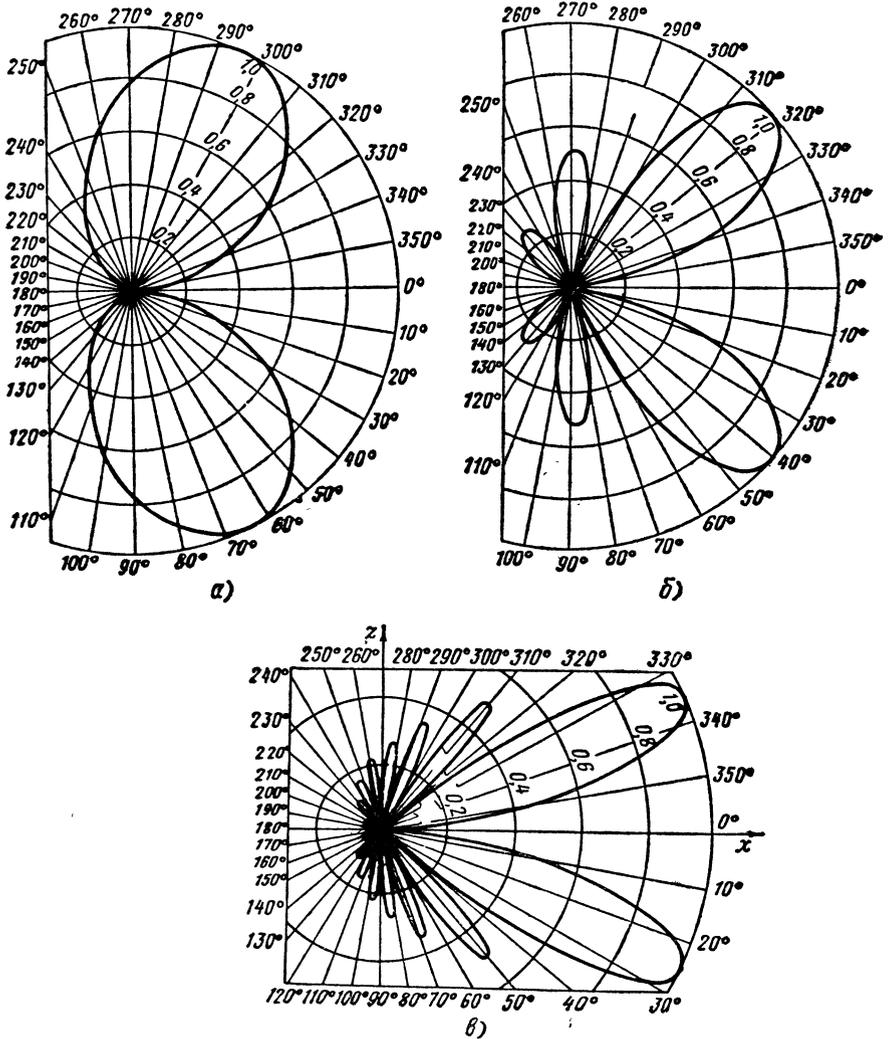
$$\frac{k\lambda}{l} \leq 1 \quad \text{или} \quad k \leq \frac{l}{\lambda}.$$

Отсюда следует, что с увеличением длины провода l увеличивается число боковых лепестков k в диаграмме направленности: если $l = 1,5\lambda$, то $k = 1$; при $l = \varphi\lambda$, $k = \varphi$ и т. д. (фиг. 5.29).

Таким образом, диаграмма направленности длинного провода, обтекаемого бегущей волной тока, содержит большое количество боковых лепестков.

2. Направление максимума лепестков диаграммы направленности определяется из условия

$$\sin\left[\frac{al}{2}(1 - \cos \varphi_{\max})\right] = 1,$$



Фиг. 5.29. Диаграммы направленности провода с бегущей волной тока при длине провода:

а) $l=0,5\lambda$, б) $l=1,5\lambda$, в) $l=4\lambda$.

которое удовлетворяется при

$$\frac{\alpha l}{2} (1 - \cos \varphi_{\max}) = (2k + 1) \frac{\pi}{2};$$

$$\cos \varphi_{\max} = 1 - \frac{(2k + 1) \pi 2}{2\alpha l} = 1 - \frac{(2k + 1) \lambda}{2l},$$

где $k=0, 1, 2, 3 \dots$

Максимум основного лепестка диаграммы направленности соответствует $k=0$:

$$\cos \varphi_{1 \max} = 1 - \frac{\lambda}{2l}. \quad (5.42)$$

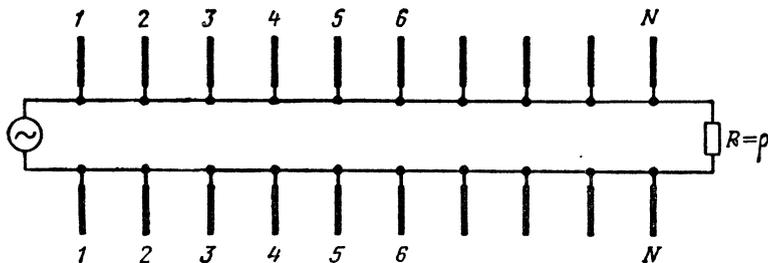
Отсюда следует вывод, что направление максимального излучения провода с бегущей волной тока составляет с проводом угол, который уменьшается с увеличением отношения длины провода к длине волны.

3. Согласно диаграммам направленности (см. фиг. 5.29), рассчитанным по уравнению (5.40), провод, обтекаемый бегущей волной тока, обладает однонаправленным излучением. Это согласуется с тем, что в режиме бегущих волн энергия движется только от генератора к нагрузке. Если же в проводе возникает отраженная волна, как в симметричном вибраторе, то появится такое же излучение в обратном направлении и диаграмма направленности станет симметричной относительно прямой, перпендикулярной проводу ($\varphi=90^\circ, 270^\circ$).

Практический вывод: *в антеннах с бегущей волной тока не требуется рефлектор, а со стоячей волной однонаправленное излучение возможно только при наличии рефлектора.*

§ 5. ИЗЛУЧЕНИЕ АНТЕНН БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

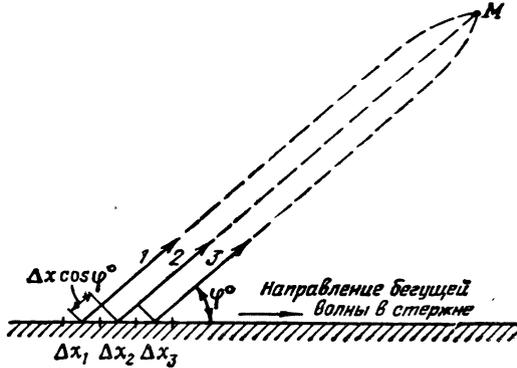
Антеннами бегущей волны называются антенны, содержащие конечное число или непрерывную систему излучателей, ориентированных по прямой линии, вдоль которой распространяется бегущая электромагнитная волна. Примером являются симметричные вибраторы $1-1, 2-2, 3-3, \dots N-N$ (фиг. 5.30), которые подключены



Фиг. 5.30. Антенна бегущей волны.

к двухпроводной линии, работающей в режиме бегущих волн. Другим примером может служить диэлектрический стержень, в котором распространяются бегущие волны, способные создать излучение с поверхности стержня. В первом случае используется конечное число вибраторов, а во втором — непрерывная излучающая поверхность. Рассмотрим второй, более общий случай.

Допустим, что излучающая поверхность состоит из N равных элементарных участков $\Delta x_1 = \Delta x_2 = \Delta x_3 = \dots = \Delta x_N = \Delta x$ (фиг. 5.31), каждый из которых создает максимальное излучение в направлении бегущей волны. Определим напряженность поля, создаваемого в точке M всеми элементарными излучателями, имея в виду, что электромагнитные волны распространяются с различной фазовой скоростью в воздухе (c) и в стержне (v). Так как бегущие волны в стержне направлены согласно фиг. 5.31, то участок Δx_1 возбуж-



Фиг. 5.31. К выводу уравнения диаграммы направленности антенны бегущих волн.

1, 2, 3 — направления излучения.

дается с опережением по фазе относительно участка Δx_2 на угол $\frac{2\pi \Delta x}{\lambda_{ст}}$, где $\lambda_{ст} = \frac{v}{f}$ — длина волны в стержне. С другой стороны, волны за счет разности хода приходят в точку M от первого участка с отставанием по фазе на угол $\frac{2\pi}{\lambda} (\Delta x \cos \varphi)$, где $\lambda = \frac{c}{f}$ — длина волны в воздухе. Следовательно, между полями соседних участков имеется сдвиг по фазе на угол

$$\psi = 2\pi \frac{\Delta x}{\lambda_{ст}} - 2\pi \frac{\Delta x \cos \varphi}{\lambda} = \frac{2\pi \Delta x}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{ст}} - \cos \varphi \right).$$

Обозначим амплитуду напряженности поля элементарного участка $A \cdot \Delta E_m$, где A — коэффициент, выражающий направленность элементарного излучателя. Тогда амплитуда напряженности результирующего поля E_m может быть представлена в виде замыкающей многоугольника векторов, каждая сторона которого равна $A \cdot \Delta E_m$ и сдвинута относительно вектора поля предыдущего участка на угол ψ . Эта задача аналогична той, которая решалась при исследовании многовибраторных антенн. Поэтому в данном случае можно применить формулу

$$E_m = A \cdot \Delta E_m \frac{\sin \frac{N\psi}{2}}{\sin \frac{\psi}{2}}.$$

Обозначив $N \cdot \Delta E_m = E'_m$; $\frac{\lambda}{\lambda_{ст}} = \frac{c}{v} = k$ и $N \Delta x = l_a$, где l_a — длина стержня, находим, что амплитуда напряженности результирующего поля

$$E_m = A \frac{E'_m}{N} \frac{\sin \frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi)}{\sin \frac{\pi l_a}{N \lambda} (k - \cos \varphi)}. \quad (5.43)$$

Формула (5.43) относится к антенне бегущей волны, содержащей N вибраторов. Если же исследуется антенна бегущей волны с непрерывно расположенными излучателями, то нужно перейти к пределу $N \rightarrow \infty$ и учесть, что в этом случае аргумент под знаком синуса в знаменателе стремится к нулю, а следовательно,

$$\sin \frac{\pi l_a}{N \lambda} (k - \cos \varphi) = \frac{\pi l_a}{N \lambda} (k - \cos \varphi)$$

и

$$E_m = A \frac{E'_m}{N} \frac{\sin \frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi)}{\frac{\pi l_a}{N \lambda} (k - \cos \varphi)} = E'_m A \frac{\sin \frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi)}{\frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi)}.$$

Отсюда находим уравнение диаграммы направленности антенны бегущей волны

$$F(\varphi) = A \frac{\sin \frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi)}{\frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi)}. \quad (5.44)$$

Коэффициент A в интересующей нас области максимального излучения антенны (малых значений угла φ) мало отличается от единицы. Если, например, полагать, что на каждом участке Δx имеется элементарный излучатель, расположенный перпендикулярно оси стержня, то коэффициент $A = \cos \varphi$ и при $\varphi = 0^\circ$ $A = 1$. В том случае, когда на участке Δx размещен полуволновый вибратор, ориентированный таким же образом, коэффициент $A =$

$$= \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \varphi\right)}{\cos \varphi} \quad \text{и при } \varphi = 0^\circ \quad A = 1. \quad \text{Если к тому же учесть, что диа-$$

грамма направленности каждого из этих вибраторов имеет тупой максимум, то без большой погрешности можно коэффициент A не учитывать, и тогда уравнение (5.44) принимает вид

$$F(\varphi) = \frac{\sin \frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi)}{\frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi)}. \quad (5.45)$$

Это уравнение вида $\frac{\sin x}{x}$ подробно рассмотрено в § 6. Здесь ограничимся тремя замечаниями.

1. Максимум излучения получается при $F(\varphi)_{\max} = 1$ или

$$x = \frac{\pi l a}{\lambda} (k - \cos \varphi_{\max}) = 0,$$

откуда

$$k = \frac{c}{v} = \cos \varphi_{\max}.$$

Так как фазовая скорость волны в стержне (проводе) незначительно отличается от скорости распространения волн в свободном пространстве, то $\varphi_{\max} \approx 0$, т. е. *максимальное излучение антенны бегущей волны происходит вдоль оси стержня (провода)*.

Характерно, что вдоль провода с бегущей волной тока излучение не наблюдается. Такое различие объясняется тем, что в проводе с бегущей волной тока элементарные вибраторы ориентированы по оси провода, а в антенне бегущей волны — перпендикулярно ему.

2. Ширина угла диаграммы направленности $2\varphi'$ соответствует условию

$$F(\varphi') = \frac{\sin x}{x} = 0,707,$$

которое удовлетворяется при

$$x = \frac{\pi l a}{\lambda} (k - \cos \varphi') = 1,4.$$

Отсюда находим

$$\cos \varphi' = k - \frac{1,4\lambda}{\pi l a}.$$

Из полученной формулы видим, что *чем больше длина стержня (провода), тем меньше ширина диаграммы направленности антенны бегущей волны*.

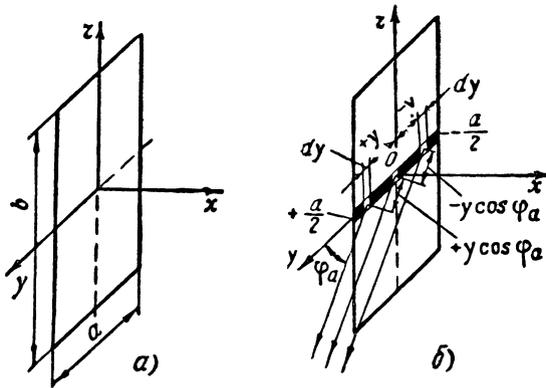
3. Последняя формула показывает также, что направленность антенны бегущей волны тем больше (φ' меньше), чем больше $k = \frac{c}{v}$, т. е. меньше фазовая скорость волны в проводе по сравнению со скоростью распространения волн в свободном пространстве. Если $k \gg 1$, то в осевом направлении антенны прием ослабляется за счет большого сдвига по фазе между волнами в проводе и вне его. Следовательно, расфазирование волн полезно, если оно происходит в небольших пределах ($k \leq 1,1$).

Кстати заметим, что если в уравнение (5.44) подставить $l_a=l$, $A=\sin \varphi$, $k=\frac{c}{v}=1$, $\frac{\pi}{\lambda}=\frac{\alpha}{2}$, то получим уравнение (5.40) диаграммы направленности провода с бегущей волной тока

$$F(\varphi) = A \frac{\sin \left[\frac{\pi l}{\lambda} (k - \cos \varphi) \right]}{\frac{\pi l}{\lambda} (k - \cos \varphi)} = \frac{\sin \varphi}{\frac{\alpha l}{2} (1 - \cos \varphi)} \sin \left[\frac{\alpha l}{2} (1 - \cos \varphi) \right].$$

§ 6. ИЗЛУЧЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ АНТЕНН

Одной из разновидностей антенн, широко применяемых на практике, являются антенны поверхностного типа. Рассмотрим поле излучения плоской поверхности в форме прямоугольника или круга.



Фиг. 5.32. К определению напряженности поля, излучаемого плоской площадкой.

Положим, что в плоскости zy находится прямоугольная площадка со сторонами a , b (фиг. 5.32, а), которую обтекает синусоидально изменяющийся ток, имеющий на всех элементарных участках одинаковые амплитуду и фазу. Такую площадку можно представить состоящей из бесконечно большого числа элементарных вибраторов, примыкающих друг к другу.

Сначала определим напряженность поля в произвольной точке, расположенной под углом φ_a к оси y на расстоянии r от начала координат, полагая при этом, что поле создается только элементарными вибраторами, непрерывно распределенными по оси y в пределах от $y = \frac{a}{2}$ до $y = -\frac{a}{2}$.

Амплитуда напряженности поля каждого элементарного вибратора прямо пропорциональна его длине dy и равна $E_m dy$. В таком

случае центральный вибратор ($y=0$) возбуждает поле напряженностью

$$dE_0 = E_m \sin(\omega t - ar) dy,$$

а элементарные вибраторы с координатами $+y$ и $-y$ создают поля, напряженности которых dE_1 и dE_2 имеют такую же амплитуду $E_m dy$, но отличаются по фазе за счет разности хода волн на

$$\alpha(y \cos \varphi_a) = \frac{2\pi}{\lambda} y \cos \varphi_a \quad \text{и} \quad \alpha(-y \cos \varphi_a) = -\frac{2\pi}{\lambda} y \cos \varphi_a:$$

$$dE_1 = E_m \sin\left(\omega t - ar + \frac{2\pi}{\lambda} y \cos \varphi_a\right) dy,$$

$$dE_2 = E_m \sin\left(\omega t - ar - \frac{2\pi}{\lambda} y \cos \varphi_a\right) dy.$$

Если обозначить $\omega t - ar = \xi$ и применить известную формулу преобразования суммы синусов двух углов, то можно убедиться в том, что результирующее поле двух вибраторов имеет напряженность

$$dE = dE_1 + dE_2 = E_m \left[\sin\left(\xi + \frac{2\pi}{\lambda} y \cos \varphi_a\right) + \sin\left(\xi - \frac{2\pi}{\lambda} y \cos \varphi_a\right) \right] dy = 2E_m \sin \xi \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} y \cos \varphi_a\right) dy.$$

Для того чтобы определить напряженность поля, возбуждаемого всей линией вибраторов, это выражение следует проинтегрировать по y в пределах от $y=0$ до $y = \frac{a}{2}$:

$$E = 2E_m \sin \xi \int_0^{\frac{a}{2}} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} y \cos \varphi_a\right) dy =$$

$$= 2E_m \sin \xi \left| \frac{\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} y \cos \varphi_a\right)}{\frac{2\pi}{\lambda} \cos \varphi_a} \right|_0^{\frac{a}{2}} = 2E_m \sin \xi \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a\right)}{\frac{2\pi}{\lambda} \cos \varphi_a}.$$

Умножим числитель и знаменатель дроби на a и сделаем обратную подстановку $\xi = \omega t - ar$:

$$E = \left[aE_m \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a\right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a} \right] \sin(\omega t - ar).$$

Согласно выражению амплитуды напряженности поля (в квадратных скобках) диаграмма направленности (фиг. 5.33) в данном случае описывается уравнением

$$F(\varphi_a) = \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a\right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a}.$$

Напряженность поля E получена в результате суммирования полей элементарных вибраторов, расположенных по оси y симметрично относительно точки O . Фазовый угол $\omega t - ar$ указывает на то, что это же поле может быть создано эквивалентным вибратором, помещенным в точку O . Если аналогичные преобразования произвести с другими элементарными вибраторами, находящимися на линиях площадки, параллельных оси y , то результирующее поле всей излучающей площадки получим суммированием полей эквивалентных вибраторов, которые расположены на оси z в пределах от $z = -\frac{b}{2}$ до $z = \frac{b}{2}$. При этом уравнение диаграммы направленности дополняется множителем, аналогичным $F(\varphi_a)$, и принимает вид

$$F(\varphi_a, \varphi_b) = \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a\right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b}, \quad (5.46)$$

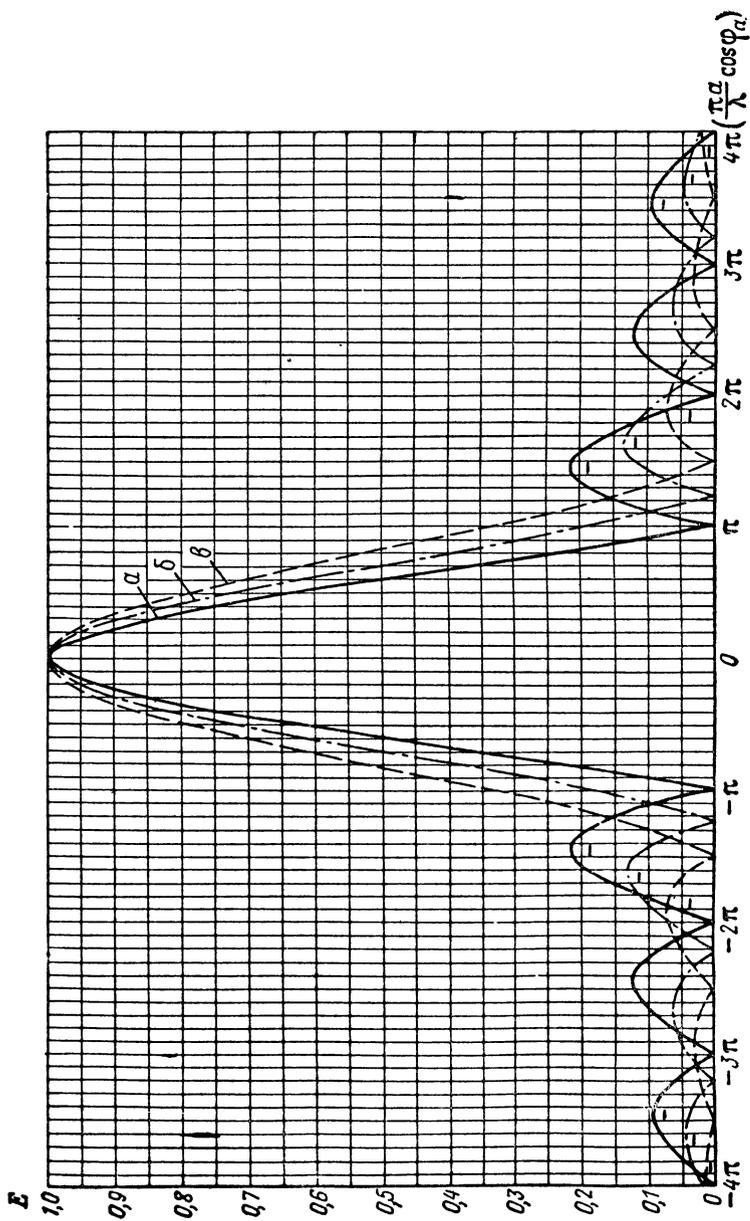
где φ_a, φ_b — углы между направлениями в пространстве и сторонами соответственно a и b площадки.

В полученном уравнении каждый множитель представляет отношение вида $\frac{\sin x}{x}$. Исследуем это уравнение.

1. Если $\varphi_a = 90^\circ$ и $\varphi_b = 90^\circ$, то $\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a\right)$ и $\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b\right)$ можно соответственно заменить на $\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a$ и $\frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b$, что вполне допустимо при малых значениях угла под знаком синуса, и тогда

$$F(\varphi_a, \varphi_b) = \frac{\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a}{\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a} \cdot \frac{\frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b}{\frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b} = 1.$$

Отсюда следует, что *плоская площадка, возбуждаемая синфазно по всей поверхности, создает максимальное излучение в направлении, перпендикулярном этой поверхности*. Причиной тому является отсутствие разности хода волн от симметричных элементов излучающей поверхности до точки, расположенной в данном направлении.



Фиг. 5.33. Диаграммы направленности поверхностных антенн.

a—прямоугольной площади, равномерно обтекаемой током, *b*—круглой площади, равномерно обтекаемой током, *β* — прямоугонгольной площади с синусоидальным распределением амплитуды тока по стороне *a*.

2. Уравнение диаграммы направленности (5.46) для горизонтальной плоскости xy ($\varphi_b=90^\circ$) и для вертикальной xz ($\varphi_a=90^\circ$) соответственно имеет вид

$$F(\varphi_a) = \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a\right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a}; \quad (5.47)$$

$$F(\varphi_b) = \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b}. \quad (5.48)$$

На основании этих уравнений можно утверждать, что диаграмма направленности прямоугольной площадки в данной плоскости определяется размером излучающей поверхности в этой плоскости, отнесенным к длине волны (для плоскости xy — величиной $\frac{a}{\lambda}$, а для плоскости xz — величиной $\frac{b}{\lambda}$).

Полное подобие уравнений диаграмм направленности в плоскостях xy и xz позволяет в дальнейшем исследовать только одно из этих уравнений и сделанные выводы распространить также на диаграмму направленности, выраженную другим уравнением.

3. Излучение площадки в плоскости xy отсутствует при условии, что

$$\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_{a0}\right) = 0$$

или

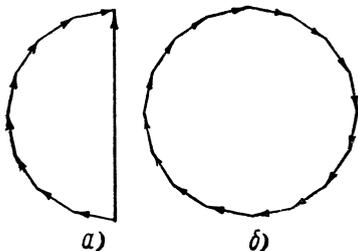
$$\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_{a0} = k\pi, \quad \text{где } k = 1, 2, 3 \dots$$

Отсюда следует, что направления нулевого излучения соответствуют значениям φ_{a0} , которые удовлетворяют выражениям

$$\cos \varphi_{a0} = \frac{k\pi\lambda}{\pi a} = \frac{k\lambda}{a}.$$

В этом можно убедиться и другим способом.

Так как поля элементарных вибраторов имеют равную амплитуду, но сдвинуты по фазе в результате разности хода волн от этих вибраторов, то поле в произвольной точке пространства можно представить в виде правильного многоугольника, каждая сторона которого соответствует полю отдельного вибратора, а замыкающий вектор — амплитуде результирующего поля (фиг. 5.34). Если поля крайних вибраторов в данном направлении имеют сдвиг по фазе, равный нечетному числу π , то результирующее поле будет макси-



Фиг. 5.34. Векторные диаграммы к определению направлений максимального (а) и нулевого (б) излучения поверхностного излучателя.

мальным (фиг. 5.34, а), если же поля крайних вибраторов сдвинуты по фазе на 2π , 4π , 6π , что соответствует разности хода волн соответственно λ , 2λ , 3λ , то замыкающий вектор (фиг. 5.34, б) равен нулю и излучение отсутствует. Разность хода волн от крайних элементарных вибраторов, расположенных по стороне a (см. фиг. 5.32), равна $a \cos \varphi_a$. Следовательно, нулевое излучение получается в тех направлениях, для которых

$$a \cos \varphi_{a0} = k\lambda, \quad \text{где } k = 1, 2, 3 \dots$$

или

$$\cos \varphi_{a0} = \frac{k\lambda}{a}.$$

Аналогично

$$\cos \varphi_{b0} = \frac{k\lambda}{b}.$$

4. Основной максимум излучения имеет место при $\varphi_a = 90^\circ$ и $\varphi_b = 90^\circ$. Максимумы побочных лепестков приблизительно определяются из условия

$$\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_{a \max}\right) \approx 1 \quad \text{или} \quad \frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_{a \max} \approx (2k + 1) \frac{\pi}{2},$$

где $k = 1, 2, 3 \dots$

Отсюда

$$\cos \varphi_{a \max} = \frac{(2k + 1)\lambda}{2a} = \frac{3}{2} \frac{\lambda}{a}; \frac{5}{2} \frac{\lambda}{a}; \frac{7}{2} \frac{\lambda}{a} \dots$$

Такой же результат получается из векторной диаграммы (фиг. 5.34, б): максимальное излучение происходит в тех направлениях, для которых разность хода волн от крайних элементарных вибраторов стороны a равна нечетному числу $\lambda/2$:

$$a \cos \varphi_{a \max} = \frac{(2k + 1)\lambda}{2} \quad \text{или} \quad \cos \varphi_{a \max} = \frac{(2k + 1)\lambda}{2a}.$$

Если учесть влияние знаменателя формулы (5.46) на положение максимумов излучения, то получится более точное выражение:

$$\cos \varphi_{a \max} = 1,43 \frac{\lambda}{a}; 2,46 \frac{\lambda}{a}; 3,47 \frac{\lambda}{a} \dots,$$

а соотношение максимумов излучения по мощности определяется как 100%, 4,5%; 0,16% ...

Таким образом, диаграмма направленности прямоугольной излучающей поверхности получается многолепестковой, причем боковые лепестки имеют сравнительно большую интенсивность.

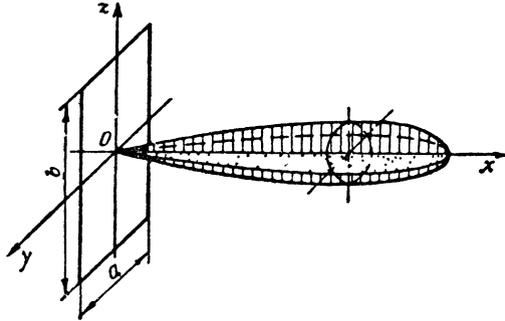
5. Так как угол φ_a отсчитывается от плоскости антенны, то этот угол в пределах основного лепестка близок к 90° , а дополнительный

угол $\varphi'_a = 90^\circ - \varphi_a$ мал. Следовательно, можно считать, что $\cos \varphi_a = \sin \varphi'_a \approx \varphi'_a$, и тогда

$$F(\varphi_a) = \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a\right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a} \approx \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \varphi'_a\right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \varphi'_a}.$$

Для определения ширины диаграммы направленности $2\varphi'_a$ следует принять $F(\varphi_a) = 0,707$. При этом условии уравнение удовлетворяется при

$$\frac{\pi a}{\lambda} \varphi'_a \approx 1,39 \text{ (рад),}$$



Фиг. 5.35. Пространственная диаграмма направленности прямоугольной излучающей площадки.

откуда находим, что

$$\varphi'_a = \frac{1,39\lambda}{\pi a} = 0,445 \frac{\lambda}{a} \text{ (рад),}$$

а ширина диаграммы направленности в плоскости xu равна

$$2\varphi'_a = 0,89 \frac{\lambda}{a} \text{ (рад)} = \left(51 \frac{\lambda}{a}\right)^\circ. \quad (5.49)$$

Аналогично для плоскости xz

$$2\varphi'_b = \left(51 \frac{\lambda}{b}\right)^\circ.$$

Таким образом, направленное действие прямоугольной излучающей площадки в горизонтальной или вертикальной плоскости тем больше, чем больше размер площадки в соответствующей плоскости по сравнению с длиной волны.

Если размеры $a=b$, то энергия, излучаемая площадкой, в основном концентрируется в конусе, ось которого проходит через центр площадки и направлена перпендикулярно ее поверхности (фиг. 5.35). Если же стороны излучающей площадки не равны ме-

жду собой, то пространственная диаграмма направленности имеет форму веера, вытянутого в направлении, параллельном узкой стороне площадки.

Обычно возбуждение антенны получается неравномерным по ее поверхности. Если амплитуда тока по оси y изменяется по закону

$$I_y = I_m \cos\left(\frac{\pi y}{a}\right),$$

т. е. максимальна в середине стороны a ($y=0$) и равна нулю по ее концам ($y = \pm \frac{a}{2}$), то диаграмма направленности в плоскости изменения тока выражается уравнением

$$F(\varphi_b) = \frac{\cos\left(\frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b\right)}{1 - \left(\frac{2}{\pi} \frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b\right)^2}. \quad (5.50)$$

Согласно этому уравнению основной лепесток диаграммы направленности становится более широким, а боковые лепестки ослабевают. Последнее столь важно для некоторых (в частности радиолокационных) антенн, что в ряде случаев оказывается более желательным такое неравномерное возбуждение поверхностных антенн.

Обратимся к случаю равномерного и синфазного возбуждения плоской поверхности в форме круга. Излучение такой поверхности происходит аналогично излучению прямоугольной площадки, но с менее интенсивными боковыми лепестками. Ширина угла диаграммы направленности круглой площадки определяется по формуле

$$2\varphi' = \left(59,6 \frac{\lambda}{d}\right)^\circ,$$

где d — диаметр площадки.

Направленное действие круглой излучающей поверхности тем больше, чем больше ее диаметр по сравнению с длиной волны.

Если круглая площадка возбуждается более интенсивно в центре, чем по краям, то так же, как в случае прямоугольной площадки, основной лепесток диаграммы направленности расширяется, а боковые лепестки ослабевают.

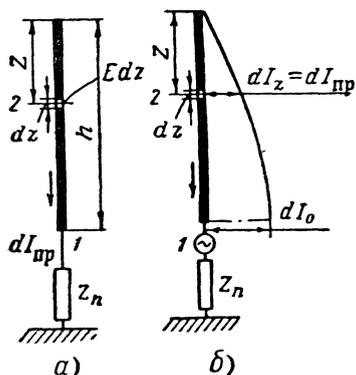
На фиг. 5.33 показаны для сравнения диаграммы направленности плоской площадки при равномерном и синусоидальном распределении тока по ее поверхности и круглой площадки, равномерно обтекаемой током.

§ 7. ПРИЕМ РАДИОВОЛН

Принцип обратимости передающей и приемной антенн

Процессы, происходящие в приемной антенне, сложнее процессов в передающей антенне. Если в передающей антенне имеется один источник э. д. с. — генератор высокой частоты, передающий

энергию через элемент связи, включенный между входными зажимами антенны, то в приемной антенне каждый ее элемент под действием электромагнитных полей, возбуждаемых различными передающими радиостанциями и источниками помех, становится источником э. д. с. Естественно стремление выразить параметры приемной антенны через параметры передающей антенны. Это оказалось возможным благодаря теоремам взаимности, которые были перенесены М. Д. Свешниковой (1927 г.) из теории четырехполюсников в теорию антенн и непосредственно использованы в теории приемных антенн М. С. Нейманом (1935 г.).



Фиг. 5.36. К вопросу об обратимости передающей и приемной антенн.

В применении к антеннам теорема взаимности формулируется так: если э. д. с. первой антенны E_1 возбуждает во второй антенне ток I_{21} , а э. д. с. второй антенны E_2 возбуждает в первой антенне ток I_{12} , то в случае равенства э. д. с. $E_1 = E_2$ имеет место равенство токов $I_{21} = I_{12}$.

Эта же теорема может быть применена и к одной антенне: если э. д. с., включенная в произвольное сечение 1 антенны, вызывает в сечении 2 той же антенны ток I , то равная э. д. с. E , включенная в сечение 2, вызывает равный ток I в сечении 1.

Выделим в приемной антенне, имеющей вид вертикального заземленного вибратора высотой h (фиг. 5.36, а), элементарный участок dz , расположенный на расстоянии z от вершины вибратора. Электромагнитная волна на участке dz возбуждает э. д. с. $E dz$, где E — напряженность продольной составляющей электрического поля электромагнитной волны. Под влиянием этой э. д. с. в приемной антенне возникает ток, который имеет у основания величину $dI_{пр}$.

Согласно теореме взаимности, включив у основания антенны источник э. д. с. $dE_a = E dz$, получим в сечении с координатой z ток $dI_z = dI_{пр}$ (фиг. 5.36, б). Этим совершен переход от приемной антенны к передающей, так как для последней характерно включение источника э. д. с. у входных зажимов. Согласно закону Ома ток у основания передающей антенны

$$dI_0 = \frac{\varepsilon dE_a}{Z_a + Z_{п}} = \frac{E dz}{Z_a + Z_{п}},$$

где Z_a — входное сопротивление передающей антенны;

$Z_{п}$ — сопротивление прибора, включенного в цепь антенны.

Из теории передающих антенн известно, что в вертикальном вибраторе имеется стоячая волна тока, величина которого в сече-

нии с координатой z и в основании антенны ($z=h$) соответственно равна

$$dI_z = dI_{II} \sin \alpha z, \quad dI_0 = dI_{II} \sin \alpha h,$$

где dI_{II} — ток в пучности.

Отсюда следует, что

$$dI_z = \frac{\sin \alpha z}{\sin \alpha h} dI_0 = \frac{\sin \alpha z}{\sin \alpha h} \frac{E dz}{Z_a + Z_{II}}.$$

Таким образом, перейдя обратно к приемной антенне, мы предполагаем зависимостью тока у основания этой антенны $dI_{II} = dI_z$ от э. д. с. $E dz$, индуцируемой в ее произвольном сечении с координатой z . Для того чтобы получить полный ток у основания приемной антенны, полученное выражение dI_z следует проинтегрировать в пределах от $z=0$ до $z=h$ с целью суммирования э. д. с. всех элементарных участков:

$$I_{II} = \int_0^h \frac{E \sin \alpha z}{\sin \alpha h (Z_a + Z_{II})} dz.$$

Так как $\alpha h = \frac{2\pi}{\lambda} h$, сопротивления Z_a и Z_{II} и напряженность поля E не зависят от z , то под знаком интеграла остается только $(\sin \alpha z) dz$:

$$\begin{aligned} I_{II} &= \frac{E}{\sin \alpha h (Z_a + Z_{II})} \int_0^h (\sin \alpha z) dz = \frac{E}{Z_a + Z_{II}} \frac{1 - \cos \alpha z|_0^h}{\alpha \sin \alpha h} = \\ &= \frac{E}{Z_a + Z_{II}} \frac{1 - \cos \alpha h}{\alpha \sin \alpha h} = \frac{E}{Z_a + Z_{II}} \frac{1 + 2 \sin^2 \frac{\alpha h}{2} - 1}{\alpha 2 \sin \frac{\alpha h}{2} \cos \frac{\alpha h}{2}} = \frac{E}{Z_a + Z_{II}} \frac{1}{\alpha} \operatorname{tg} \frac{\alpha h}{2}. \end{aligned}$$

Множитель

$$h_{\lambda} = \frac{1}{\alpha} \operatorname{tg} \frac{\alpha h}{2}, \quad (5.21)$$

как доказано в § 2 этой главы, является действующей высотой передающей антенны в форме вертикального вибратора. Таким образом, ток в приемной антенне

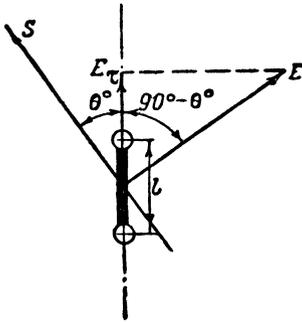
$$I_{II} = \frac{E \cdot h_{\lambda}}{Z_a + Z_{II}}.$$

По аналогии с законом Ома произведение напряженности электрического поля E на действующую высоту антенны h_{λ} можно рассматривать как э. д. с. в приемной антенне E_a , величину Z_a счи-

тать внутренним (входным) сопротивлением этой антенны, а $Z_{\text{п}}$ — входным сопротивлением приемника.

Полученная формула позволяет сделать следующие выводы.

Входное сопротивление приемной антенны Z_a равно входному сопротивлению той же антенны при использовании ее в качестве передающей.



Фиг. 5.37. Приемный диполь Герца.

Действующая высота антенны одинакова при работе ее на передачу и прием. Действующая высота при данной напряженности поля полностью определяет э. д. с., индуцируемую в антенне при радиоприеме.

Можно также доказать, что направленные свойства антенны одинаковы при работе ее на передачу и прием. Рассмотрим, например, диполь Герца длиной l , который пересекается электромагнитной волной S под углом θ к оси диполя (фиг. 5.37). При таком направлении волны вектор электрического поля E составляет угол $90^\circ - \theta$ с осью диполя, а тангенциальная составляющая электрического поля $E_\tau = E \cos(90^\circ - \theta) = E \sin \theta$. Следовательно, э. д. с., индуцируемая в диполе:

$$E_a = E_\tau l = El \sin \theta.$$

Последний множитель показывает, что приемный диполь имеет такую же диаграмму направленности, как передающий.

Мощность, поглощаемая приемной антенной

В § 3 гл. I отмечено, что в ряде случаев основным показателем работы приемной антенны является ее способность извлекать максимальную мощность из электромагнитной волны и сообщать ее приемнику.

Пусть R_a и X_a — активное и реактивное сопротивления антенны на ее зажимах, а $R_{\text{пр}}$ и $X_{\text{пр}}$ — активная и реактивная составляющие входного сопротивления приемника. Тогда при э. д. с. E_a и токе I_a в антенне мощность, сообщаемая ею приемнику,

$$P_{\text{пр}} = I_a^2 R_{\text{пр}} = \frac{E_a^2}{(R_a + R_{\text{пр}})^2 + (X_a + X_{\text{пр}})^2} R_{\text{пр}}.$$

Из курса электротехники известно, что максимальная мощность в нагрузке получается тогда, когда реактивное сопротивление цепи равно нулю, а активные сопротивления нагрузки и источника э. д. с. равны между собой. В данном случае такое согласование сопротивлений означает, что

$$X_a + X_{\text{пр}} = 0$$

и

$$R_a = R_{\text{пр}}.$$

При этом условии мощность, выделяемая в приемнике, максимальна:

$$P_{\text{пр max}} = \frac{E_a^2 R_{\text{пр}}}{4R_{\text{пр}}^2} = \frac{E_a^2}{4R_{\text{пр}}} = \frac{E_a^2}{4R_a}.$$

Не вся мощность, улавливаемая антенной, поступает в приемник. Часть этой мощности переизлучается в пространство. Следовательно, антенна, согласованная с приемником и имеющая к. п. д. η_a , должна улавливать мощность

$$P_{\text{max}} = \frac{P_{\text{пр max}}}{\eta_a} = \frac{E_a^2}{4R_a \eta_a} = \frac{E^2 h_d^2}{4R_{\Sigma}}.$$

Для характеристики способности антенны к поглощению мощности, переносимой электромагнитной волной, используем ранее упомянутый (гл. I, § 4) параметр — эффективную поверхность антенны.

Величина вектора Умова—Пойнтинга

$$S = \frac{E^2}{120\pi}$$

определяет мощность потока электромагнитной энергии, проходящего через единичную поверхность, перпендикулярную к направлению распространения волны. Поэтому эффективная поверхность антенны

$$S_{\text{эфф}} = \frac{P_{\text{max}}}{S} = \frac{E^2 h_d^2}{4R_{\Sigma}} \frac{120\pi}{E^2} = \frac{30\pi h_d^2}{R_{\Sigma}}. \quad (5.51)$$

Эта поверхность в основном зависит от направленности антенны. *Отношение коэффициента направленного действия антенны к ее эффективной поверхности для любой антенны является постоянной величиной, равной $4\pi/\lambda^2$.*

Действительно, на основании формулы (5.28) коэффициент направленного действия антенны

$$D = \frac{120\pi^2 h_d^2}{\lambda^2 R_{\Sigma}},$$

а так как эффективная поверхность антенны определяется формулой (5.51), то отношение

$$\frac{D}{S_{\text{эфф}}} = \frac{120\pi^2 h_d^2}{\lambda^2 R_{\Sigma}} \frac{R_{\Sigma}}{30\pi h_d^2} = \frac{4\pi}{\lambda^2}.$$

Отсюда

$$S_{\text{эфф}} = D \frac{\lambda^2}{4\pi}. \quad (5.52)$$

Эффективная поверхность одиночных вибраторов больше геометрической. Так, например, в случае элементарного вибратора ($D=1,5$)

$$S_{\text{эфф}} = D \frac{\lambda^2}{4\pi} = 1,5 \frac{\lambda^2}{4\pi} = \frac{\lambda^2}{8,37},$$

а в случае полуволнового вибратора ($D=1,64$)

$$S_{\text{эфф}} = D \frac{\lambda^2}{4\pi} = 1,64 \frac{\lambda^2}{4\pi} \approx \frac{\lambda^2}{8}.$$

Такую площадь имеет прямоугольник со сторонами $\lambda/2$ и $\lambda/4$.

Полученное соотношение между эффективной и геометрической поверхностями вибраторов объясняется тем, что последние принимают электромагнитные волны, которые не только непосредственно пересекают вибраторы, но и проходят на некотором расстоянии от них.

В случае плоской площадки, равномерно и синфазно обтекаемой током, эффективная $S_{\text{эфф}}$ и геометрическая S_a поверхности равны между собой, а поэтому коэффициент направленного действия антенны в форме прямоугольной площадки

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_a = \frac{4\pi}{\lambda^2} ab.$$

В реальных условиях поверхностные антенны возбуждаются неравномерно. Поэтому эффективная поверхность таких антенн меньше геометрической. Отношение эффективной поверхности антенны к геометрической называется *коэффициентом использования поверхности антенны*

$$\gamma = \frac{S_{\text{эфф}}}{S_a}.$$

При синусоидальном распределении тока по прямоугольной площадке $\gamma=0,81$, а коэффициент направленного действия антенны

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \gamma S_a = \frac{4\pi}{\lambda^2} 0,81 ab = 10 \frac{ab}{\lambda^2}.$$

Приведенные формулы подтверждают, что для *остронаправленного излучения необходимо, чтобы линейные размеры антенны были значительно больше длины волны.*

Если распределение тока по поверхности антенны вдоль векторов электрического и магнитного полей различное, то эффективная поверхность антенны, коэффициент использования этой поверхности и коэффициент направленного действия антенны в плоскостях E и H имеют различную величину:

$$S_{\text{эфф}} = \gamma_E S_a; \quad D_E = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_{E \text{ эфф}};$$

$$S_{H \text{ эфф}} = \gamma_H S_a; \quad D_H = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_{H \text{ эфф}}.$$

Индексы E и H означают, что величина, входящая в формулу с данным индексом, относится к диаграмме направленности, снятой соответственно в плоскостях E и H .

Общий коэффициент направленного действия антенны, диаграмма которой не обладает осевой симметрией, можно с некоторым приближением вычислить по формуле

$$D = \sqrt{D_E D_H}. \quad (5.53)$$

Теперь установим связь между э. д. с., индуцируемой в приемной антенне, и коэффициентом направленного действия антенны D .

Мощность, сообщаемая антенной приемнику, связана с коэффициентом D зависимостью

$$P_{\max} = S S_{\text{эфф}} = \frac{E^2}{120\pi} D \frac{\lambda^2}{4\pi} = \frac{E^2 D \lambda^2}{480\pi^2}. \quad (5.54)$$

С другой стороны, эта же мощность

$$P_{\max} = \frac{E_a^2}{4R_{\text{пр}}} = \frac{E_a^2}{4R_a}.$$

Отсюда следует, что

$$\frac{E^2 D \lambda^2}{480\pi^2} = \frac{E_a^2}{4R_a},$$

а э. д. с. в приемной антенне

$$E_a = \frac{E\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{DR_a}{120}}. \quad (5.55)$$

На основании формул (5.54) и (5.55) можно сделать вывод, что *мощность, поглощаемая приемной антенной, прямо пропорциональна первой степени коэффициента направленного действия антенны, а э. д. с., индуцируемая в приемной антенне, пропорциональна квадратному корню из этого коэффициента.* Следовательно, замена ненаправленной антенны другой антенной с коэффициентом направленного действия D при радиоприеме дает такой же эффект, как и в случае передачи, т. е. эквивалентна увеличению мощности передатчика в D раз.

Последняя формула была впервые получена М. С. Нейманом.

§ 8. КЛАССИФИКАЦИЯ АНТЕНН

Согласно приведенной на фиг. 5.38 и 5.39 классификации все передающие и приемные антенны, рассматриваемые в учебнике, делятся по диапазону волн на длинноволновые и средневолновые, коротковолновые и ультракоротковолновые. Основанием для этого является решающее влияние соотношения линейных размеров антенны и длины волны на сопротивление излучения, к. п. д., направленные свойства и другие качественные показатели.

Антенны каждого диапазона волн, в свою очередь, делятся на группы в соответствии с наиболее общими характерными признаками. Так, например, длинноволновые и средневолновые передающие антенны можно разделить на проволочные и антенны-мачты или антенны-башни. В проволочных антеннах мачты служат только опорами для системы проводов, образующих антенну, а в антеннах второго вида металлическая мачта или башня служит одновременно излучателем. Для коротковолновых передающих антенн наиболее общим является разделение на настроенные и диапазонные. Первые сохраняют неизменными свои качественные показатели и прежде всего форму диаграммы направленности лишь при незначительном отклонении от фиксированной волны, а вторые работают качественно в некотором диапазоне волн.

Антенны ультракоротких волн делятся на вибраторные, бегущих волн и поверхностного типа. Первые представляют собой одиночный симметричный вибратор или комбинацию таких вибраторов. Вторые состоят из конечного числа или непрерывной линии вибраторов, последовательно возбуждаемых бегущей волной. Наконец, в антеннах поверхностного типа излучение происходит с поверхности, площадь которой значительно превышает длину волны, взятую в квадрате.

Каждая группа антенн делится по типам с учетом направленного действия антенны. Аналогично классифицируются и приемные антенны.

Для пояснения приведенной классификации обобщим некоторые принципы построения антенн.

1. Одиночный симметричный или несимметричный вибратор обладает слабой направленностью. Если его удлинять с целью сужения диаграммы направленности, то в диаграмме появятся боковые лепестки большого размера. При удлинении провода, обтекаемого бегущей волной тока, основной лепесток диаграммы направленности также сужается, но при этом в диаграмме появляется еще больше боковых лепестков. Наиболее приемлемой длиной симметричного вибратора является $l \approx \frac{\lambda}{2}$.

По конструкции полуволновые вибраторы делятся на обычные (тонкие) и утолщенные — диполь Надененко и петлевую антенну Пистолькорса. К одиночным полуволновым вибраторам также относится узкая щель длиной $l \approx \frac{\lambda}{2}$, которую прорезают в замкнутой металлической оболочке (объемном или коаксиальном резонаторе). В отличие от проволочного (электрического) такой вибратор называется щелевым или магнитным.

2. Одним из способов получения остронаправленного излучения и приема является составление антенны из нескольких полуволновых вибраторов, расположенных в одной плоскости и возбуждаемых в фазе.

Допустим, что антенна содержит N синфазных вибраторов, удаленных один от другого настолько, что никакого взаимного влия-

ния между ними нет. Тогда при неизменной подводимой мощности переход от одиночного вибратора к синфазной антенне сопровождается уменьшением мощности тока в каждом вибраторе в N раз, а тока — в \sqrt{N} раз. Однако поскольку напряженность поля прямо пропорциональна току в вибраторе, а в направлении, перпендикулярном плоскости антенны, поля всех вибраторов складываются, результирующее поле в точке приема не уменьшается, а возрастает в $\frac{N}{\sqrt{N}} = \sqrt{N}$ раз. Соответственно мощность, улавливаемая приемной антенной, увеличивается в N раз. Выигрыш в мощности получен за счет того, что в других направлениях фазовый сдвиг между волнами, приходящими от отдельных вибраторов, значительно ослабляет поле антенны.

Возникает вопрос, можно ли сохранить высокую направленность антенны, сократив ее размеры сближением вибраторов? Это допустимо в ограниченных пределах, так как по мере сближения вибраторов повышается вносимое сопротивление излучения из одной в другой и возрастает общее сопротивление излучения антенны. В результате токи в вибраторах уменьшаются и эффект использования многовибраторных антенн понижается. Поэтому расстояние между центрами вибраторов устанавливают достаточно большим — порядка $\lambda/2$, в связи с чем общие размеры антенны как по горизонтали, так и по вертикали оказываются равными нескольким длинам волн. Отсюда следует, что синфазные антенны и антенны кратных волн, относящиеся к той же группе, не могут быть использованы на длинных и средних волнах.

3. Высоконаправленная антенна может быть создана из проводов, обтекаемых бегущей волной тока, но эти провода следует включать по иной схеме, чем вибраторы в синфазной антенне. Провод, обтекаемый бегущей волной тока, максимально излучает под некоторым углом к оси провода, не равным 90° . В связи с этим провода соединяют в ромб, причем углы ромба выбирают так, чтобы максимум основного лепестка диаграммы каждого провода совпадал с большой диагональю ромба. Тогда по линии большой диагонали результирующее поле получается максимальным, а в других направлениях оно ослабляется. Антенны такого вида называются ромбическими.

4. Другой путь создания остронаправленного излучения и приема заключается в использовании антенн бегущей волны. В данном случае антенна усиливает волны в направлении своей оси, так как при этом поле любого вибратора совпадает по фазе с полем предыдущего вибратора (см. фиг. 5.30). Таким образом, волна по мере движения вдоль линии расположения излучателей усиливается, как и в других антеннах, за счет ослабления полей в других направлениях.

К антеннам бегущей волны относится не только одноименная антенна, применяемая на коротких волнах, но и антенны типа волновой канал, диэлектрические, спиральные, пространственных волн и волноводно-щелевые. Последняя представляет собой волновод,

по оси которого распространяются бегущие волны, а на стенке расположен ряд щелей с расчетом на дальнейшее возбуждение и усиление бегущей волны.

5. В технике УКВ все шире применяют рефлекторные, рупорные и линзовые антенны, которые можно объединить в общую группу поверхностных антенн. Излучение этих антенн эквивалентно излучению плоской поверхности определенного профиля. Такую поверхность стремятся возбудить в фазе, и тогда в направлении, перпендикулярном излучающей площадке, напряженность результирующего поля будет тем больше, чем больше линейные размеры синфазной поверхности по сравнению с длиной волны. Это легко понять, если воспользоваться аналогией с синфазной многовибраторной антенной: каждому вибратору многовибраторной антенны эквивалентна определенная излучающая площадь поверхностной антенны.

Характерно, что в любой из перечисленных систем направленность антенны усиливается с уменьшением длины волны. Как видно из фиг. 5.38 и 5.39, длинноволновые и средневолновые антенны преимущественно ненаправленные, тогда как коротковолновые даже простейшего типа являются слабонаправленными, а антенны сверхвысоких частот, как правило, остронаправленными.

ДЛИННОВОЛНОВЫЕ И СРЕДНЕВОЛНОВЫЕ АНТЕННЫ

§ 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

При проектировании антенн необходимо учитывать особенности распространения радиоволн соответствующего диапазона.

Основой антенны длинных и средних волн является вертикальный провод. Горизонтальные провода не могут быть использованы для излучения и приема в длинноволновом и в большей части средневолнового диапазонов. Причина этого заключается в том, что в связи с высокой проводимостью почвы и малой высотой антенны по сравнению с длиной волны в данном диапазоне горизонтальные провода и их зеркальное изображение образуют противофазную систему, которая не излучает и не принимает радиоволны под малыми углами к земной поверхности. Тем самым исключается появление поверхностных волн, без которых невозможна связь на длинных волнах и на значительной части средних волн.

Длина излучающего провода, а соответственно и высота антенны должны быть по возможности большими для увеличения сопротивления излучения. При малом сопротивлении излучения:

антенна работает с низким к. п. д.

$$\eta_a = \frac{P_{\Sigma}}{P_a} = \frac{R_{\Sigma}}{R_{\Sigma} + R_{\Pi}};$$

для получения достаточно большой излучаемой мощности

$$P_{\Sigma} = I_e^2 R_{\Sigma}$$

приходится возбуждать в антенне большой ток, а это связано с увеличением напряжения и опасностью перенапряжения в антенне. В связи с этим полоса пропускания антенны оказывается недостаточной для качественного воспроизведения всего спектра частот модулированного тока, так как при малом сопротивлении излучения затухание антенного контура имеет малую величину. Это особенно чувствительно на длинных волнах, где на границах полосы пропускания относительная расстройка антенного контура $\left(\frac{\Delta f}{f}\right)$ получается весьма значительной из-за низкой несущей частоты f .

Сопrotивление излучения симметричного вибратора, расположенного в свободном пространстве, согласно формуле

$$R_{\Sigma} = 800 \left(\frac{h_{\pi}}{\lambda} \right)^2 \quad (6.1)$$

в 2 раза меньше сопротивления излучения вертикального заземленного вибратора с равной действующей высотой:

$$R_{\Sigma} = 1600 \left(\frac{h_{\pi}}{\lambda} \right)^2. \quad (6.2)$$

Поэтому в длинноволновом и средневолновом диапазонах применяются только заземленные вертикальные вибраторы. Это согласуется также с вертикальной поляризацией длинных и средних волн.

Потери в длинноволновых и средневолновых антеннах в основном определяются потерями в земле. Для уменьшения этих потерь применяют специальное заземление в виде одиночного провода или ряда проводов, зарытых в землю. Антенна в совокупности с системой заземления называется *радиосетью*.

М. В. Шулейкин на основании опытных данных предложил формулу для вычисления сопротивления потерь

$$R_{\pi} = A \frac{\lambda}{\lambda_0},$$

где λ — рабочая длина волны;

λ_0 — собственная длина волны антенны;

A — коэффициент, зависящий от качества заземления.

Если $\lambda = \lambda_0$, то $R_{\pi} = A$, т. е. коэффициент A равен сопротивлению потерь в антенне при равенстве рабочей и собственной длин волн.

При хорошем заземлении $A = (0,5 \div 2)$ ом, при удовлетворительном $A = (2 \div 4)$ ом и при плохом $A = (4 \div 7)$ ом.

Если в средневолновом диапазоне можно получить сопротивление излучения порядка десятков ом, то в длинноволновом даже при высоте мачты $h = 250$ м отношение h/λ настолько мало, что сопротивление излучения исчисляется десятками долями — единицами ом. Вместе с тем сопротивление потерь в антенне R_{π} в лучшем случае немногим меньше 1 ом, а поэтому длинноволновые антенны работают с очень низким к. п. д. — порядка 10—30%. В коротковолновой части средневолнового диапазона к. п. д. антенны достигает 75—85%.

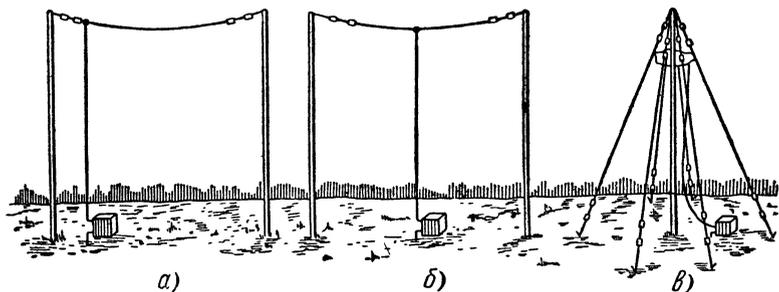
В целях увеличения сопротивления излучения антенны вертикальный излучающий провод дополняют сетью горизонтальных или наклонных проводов, которые в совокупности с землей образуют значительную емкость. Это способствует более равномерному распределению тока в излучающем вертикальном проводе (как в элементарном вибраторе), в результате чего действующая высота антенны увеличивается, приближаясь к геометрической.

Увеличение емкости антенны C и одновременное уменьшение тока в ней I_e (благодаря увеличению сопротивления излучения) способствуют значительному снижению напряжения в антенне

$$U_e = \frac{I_e}{\omega C}$$

и устраняют опасность перенапряжения. Кроме того, увеличение емкости антенны уменьшает ее волновое сопротивление, увеличивая тем самым затухание антенны, что необходимо для расширения полосы пропускания.

Таким образом, определился характер длинноволновых и средневолновых антенн как вертикальных заземленных проводов с горизонтальной частью. Вертикальные провода называются иначе



Фиг. 6. 1. Антенны.

а—Г-образная, *б*—Т-образная, *в*—зонтичная.

снижением, а горизонтальные или наклонные — *верхней частью или крышей антенны*.

В зависимости от взаимного расположения снижения и верхней части антенны различают Г-образные (фиг. 6.1, *а*), Т-образные (фиг. 6.1, *б*) и зонтичные антенны (фиг. 6.1, *в*).

Г-образные и Т-образные антенны состоят из ряда параллельных горизонтальных проводов, подвешенных на двух мачтах, и вертикального заземленного провода, причем в Г-образных антеннах вертикальный провод присоединяется к одному концу горизонтальной части, а в Т-образных антеннах — к ее середине. В зонтичных антеннах верхняя часть состоит из наклонных проводов, вследствие чего для подвеса антенны можно использовать одну мачту.

В коротковолновой части средневолнового диапазона применяются антифединговые антенны. Их конструкция определяется в основном не требованием увеличения сопротивления излучения в целях повышения к. п. д. антенны и расширения ее полосы пропускания, а стремлением устранить ближнее замирание сигналов. Анализ этого явления показывает, что в области равной интенсивности поверхностной и пространственной волн (50÷200 км), где сильно сказывается ближнее замирание, пространственные волны имеют у излучателя угол возвышения 55—75°. Поэтому антифединговые антенны не должны допускать излучения радиоволн под углом к

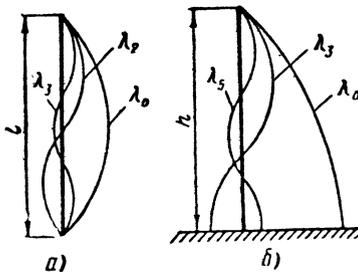
земной поверхности, превышающим 55° . Такие антенны не имеют сильно развитой горизонтальной части. Ток в них по высоте должен распределяться по синусоидальному закону, а для этого затухание должно быть малым и, следовательно, волновое сопротивление большим.

Заметим, что желательно на всем диапазоне длинных и средних волн, а не только в какой-то его части «прижать» излучение антенн к земле, уменьшив этим бесполезное рассеяние электромагнитной энергии в вертикальной плоскости. Эта задача усложняется с увеличением длины волны. Кроме того, фединги особенно важно устранить в коротковолновой части средневолнового диапазона, так как чем выше частота колебаний, тем больше сдвиг по фазе между поверхностными и пространственными волнами, если даже нет разности хода этих волн от передающего до приемного пункта.

В заключение следует подчеркнуть, что горизонтальная часть длинноволновых антенн не участвует в излучении, так как высота подвеса таких антенн невелика по сравнению с длиной волны.

§ 2. НАСТРОЙКА В РЕЗОНАНС ВЕРТИКАЛЬНОГО ВИБРАТОРА

Если vibratorу сообщить заряд от внешнего источника тока, а затем отключить источник от входных зажимов и замкнуть их накоротко, то в vibratorе возникнут собственные колебания в форме стоячих волн. Эти колебания, как



Фиг. 6.2. Собственные колебания:

а — в симметричном vibratorе,
б — в вертикальном заземленном vibratorе.

в обычном колебательном контуре, имеют затухающий характер, но отличаются от собственных колебаний в контуре с сосредоточенными постоянными множеством синусоидальных составляющих кратных частот. Кроме тока основной частоты f_0 (λ_0), в vibratorе возникают токи второй

гармоники $f_2 = 2f_0$ ($\lambda_2 = \frac{\lambda_0}{2}$), третьей

гармоники $f_3 = 3f_0$ ($\lambda_3 = \frac{\lambda_0}{3}$) и т. д.

Связь между длиной волны гармонических составляющих и длиной симметричного vibratorа l можно найти исходя из того, что на концах

такого vibratorа ток любой гармоники равен нулю (фиг. 6.2, а). При этом условии

$$l = \frac{\lambda_0}{2}, \lambda_2, \frac{3}{2}\lambda_3 \dots,$$

откуда

$$\lambda_0 = 2l; \quad \lambda_2 = l; \quad \lambda_3 = \frac{2}{3}l; \quad \dots$$

Для любой гармоники на свободном конце заземленного вибратора (фиг. 6. 2, б) получается узел тока, а у точки заземления — пучность тока. Это требование удовлетворяется только для нечетных гармоник, длина волны которых $\lambda_0, \lambda_3, \lambda_5$ связана с высотой вибратора h зависимостью

$$h = \frac{\lambda_0}{4}, \quad \frac{3}{4} \lambda_3, \quad \frac{5}{4} \lambda_5 \dots \text{ или } \lambda_0 = 4h;$$

$$\lambda_3 = \frac{4}{3} h; \quad \lambda_5 = \frac{4}{5} h \dots$$

Резонансной длиной волны вибратора называется та волна, при возбуждении которой реактивная составляющая входного сопротивления вибратора равна нулю. На основании аналогии между симметричным вибратором и разомкнутой двухпроводной линией входное сопротивление симметричного вибратора длиной l можно считать равным

$$Z_{\text{вх}} = -j\rho_a \operatorname{ctg} \alpha \frac{l}{2}.$$

При резонансе

$$Z_{\text{вх}} = -j\rho_a \operatorname{ctg} \frac{\alpha l}{2} = 0, \infty,$$

что соответствует

$$\frac{\alpha l}{2} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{l}{2} = k \frac{\pi}{2} \quad \text{или} \quad l = k \frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{\pi} = k \frac{\lambda}{2},$$

где $k = 1, 2, 3 \dots$

Следовательно, между резонансной длиной волны и длиной симметричного вибратора имеется зависимость

$$l = \frac{\lambda_0}{2}, \quad \lambda_2, \quad \frac{3}{2} \lambda_3, \quad 2\lambda_4 \dots \text{ или } \lambda_0 = 2l; \quad \lambda_2 = l;$$

$$\lambda_3 = \frac{2}{3} l \dots$$

Аналогично можно доказать, что резонансные длины волн заземленного вибратора равны

$$\lambda_0 = 4h; \quad \lambda_3 = \frac{4}{3} h; \quad \lambda_5 = \frac{4}{5} h \dots$$

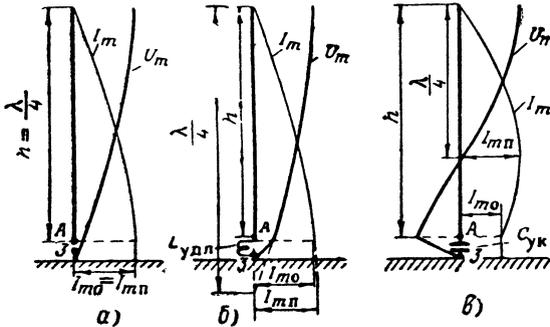
Таким образом, резонанс в вибраторе, как и в любой колебательной системе, наступает при условии, что частота вынужденных колебаний равна частоте собственных колебаний.

В длинноволновых и средневолновых антеннах используется вертикальный заземленный вибратор, настроенный на основную волну $\lambda_0 = 4h$. Высота вибратора для настройки на 3, 5-ю и т. д. гармоники должна быть соответственно в 3, 5 ... раз больше, чем при настройке на основную волну. Поэтому в длинноволновых и

средневолновых антеннах резонанс на высших гармониках не применяется и под резонансной волной антенны понимают только основную.

При наличии вынужденных колебаний распределение тока в антенне в установившемся режиме соответствует длине волны генератора.

Рассмотрим частные случаи настройки вертикального заземленного вибратора (фиг. 6.3).



Фиг. 6.3. Частные случаи настройки вертикального вибратора.

a—настройка в резонанс, *б*—удлинение радиосети, *в*—укорочение радиосети, *З*—земля.

1. Вибратор настроен в резонанс $\lambda = \lambda_0 = 4h$. Такой вибратор называется *четвертьволновым* ($h = \frac{\lambda}{4}$). В этом случае амплитуда тока у основания антенны I_{m0} равна амплитуде тока в пучности $I_{mп}$:

$$I_{m0} = I_{mп}$$

2. Длина волны генератора $\lambda > \lambda_0 = 4h$ (удлинение сети). Так как в данном случае для настройки антенны в резонанс необходимо собственную волну антенны λ_0 увеличить до рабочей волны λ , то это называют *удлинением радиосети*. При удлинении сети ток у основания антенны меньше тока в пучности, который возник бы при $h \geq \frac{\lambda}{4}$:

$$I_{m0} < I_{mп}$$

Входное сопротивление вибратора

$$Z_{вх} = -j\rho_a \operatorname{ctg} ah = -j\rho_a \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} h = -j\rho_a \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \quad (6.3)$$

в данном случае имеет отрицательную величину, т. е. емкостный характер, так как $\lambda > \lambda_0$, а $\operatorname{ctg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) > 0$. Поэтому для настройки в резонанс антенны у основания ее включают индуктивность

$L_{удл}$, которую называют *удлинительной катушкой*. Величина $L_{удл}$ определяется из условия

$$Z_{вх} + Z_{удл} = j\omega L_{удл} - j\rho_a \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} h = 0,$$

откуда

$$\omega L_{удл} = \rho_a \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} h.$$

Так как индуктивное сопротивление удлинительной катушки

$$\begin{aligned} \omega L_{удл} &= 2\pi f_{(гц)} L_{удл(гн)} = \frac{2\pi c_{(м/сек)} L_{удл(гн)}}{\lambda_{(м)}} = \frac{2\pi \cdot 3 \cdot 10^8 L_{удл(гн)}}{\lambda_{(м)}} = \\ &= \frac{18,8 \cdot 10^8 L_{удл(мкгн)}}{\lambda_{(м)} 10^6} = \frac{1880 L_{удл(мкгн)}}{\lambda_{(м)}}, \end{aligned}$$

то индуктивность этой катушки

$$L_{удл(мкгн)} = \frac{\lambda_{(м)}}{1880} \rho_{a(ом)} \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} h. \quad (6.4)$$

3. Длина волны генератора $\lambda < \lambda_0 = 4h$, а высота вибратора $h > \frac{\lambda}{4}$ (укорочение сети).

Для настройки в резонанс такого вибратора необходимо уменьшить его собственную волну λ_0 до рабочей волны λ или, как говорят, укоротить радиосеть.

В данном случае пучность тока $I_{mп}$ находится в промежуточном сечении вибратора. Входное сопротивление вибратора согласно формуле (6.3)

$$Z_{вх} = -j\rho_a \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} \right)$$

имеет индуктивный характер $\lambda < \lambda_0$, а $\operatorname{ctg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) < 0$. Поэтому

для настройки в резонанс у основания антенны включают конденсатор $C_{ук}$, который называется *укорачивающим конденсатором*. Его емкость определяется из условия резонанса

$$Z_{вх} + Z_{ук} = -j\rho_a \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} h - j \frac{1}{\omega C_{ук}} = 0.$$

Емкостное сопротивление укорачивающего конденсатора

$$\frac{1}{\omega C_{ук}} = \frac{\lambda_{(м)}}{2\pi \cdot 3 \cdot 10^8 C_{ук(ф)}} = \frac{\lambda_{(м)} \cdot 10^{12}}{18,8 \cdot 10^8 C_{ук(нф)}} = \frac{530 \lambda_{(м)}}{C_{ук(нф)}},$$

а следовательно, емкость укорачивающего конденсатора

$$C_{ук(нф)} = \frac{530 \lambda_{(м)}}{\rho_a \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} h}. \quad (6.5)$$

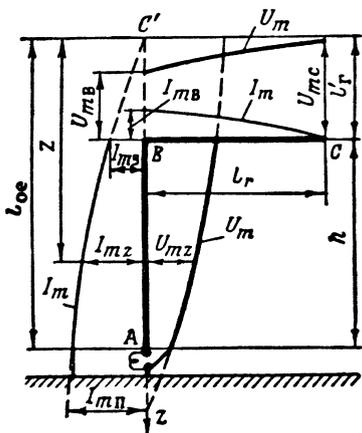
Сеть удлиняется в длинноволновом диапазоне, а средневолновые антенны работают как с удлинением, так и с укорочением радиосети.

Резонанс в вибраторе с верхней частью рассматривается в приложении II.

§ 3. ИЗМЕНЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ И ТОКА ВДОЛЬ АНТЕННЫ С ВЕРХНЕЙ ЧАСТЬЮ

На фиг. 6. 4 показано изменение амплитуды напряжения и тока вдоль Г-образной антенны, для которой $(h + l_r) < \frac{\lambda}{4}$. В данном случае пучность тока является фиктивной величиной и настройка в резонанс производится удлинительной катушкой.

Г-образную антенну ABC можно заменить вертикальным вибратором AC' высотой l_{oe} , который состоит из вертикального провода AB и участка BC' , эквивалентного горизонтальному проводу антенны BC . Вдоль вибратора $C'A$ ток увеличивается от нуля, начиная с вершины C' , и достигает максимума в основании A . Таким остается ток и в удлинительной катушке, поскольку эта катушка представляет сосредоточенную индуктивность. В точке B , в которой горизонтальный провод присоединяется к вертикальному, амплитуда тока I_{mB} имеет промежуточное значение, а в конце горизонтального провода C ток, очевидно, равен нулю. Следовательно, вдоль горизонтальной части антенны амплитуда тока изменяется от I_{mB} до нуля.



Фиг. 6. 4. Распределение напряжения и тока в Г-образной антенне.

Изменения амплитуды напряжения вдоль Г-образной антенны имеют обратный характер: от C до B амплитуда напряжения уменьшается от максимума (U_{mc}) до промежуточной величины U_{mB} , которую можно определить, исходя из распределения напряжения вдоль эквивалентного вибратора $C'A$. При этом следует иметь в виду, что в точке заземления напряжение равно нулю, а в удлинительной катушке оно увеличивается по прямой.

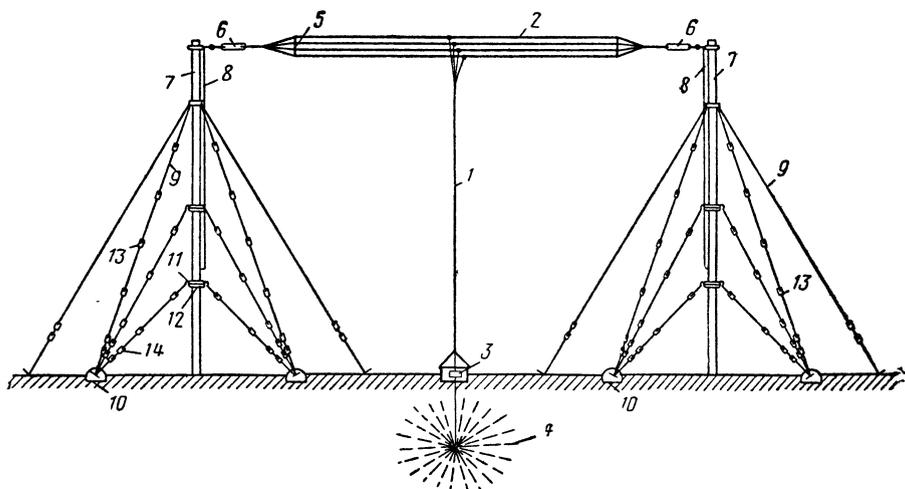
Формулы для расчета амплитуд напряжения и тока в антенне выведены в приложении III.

§ 4. КОНСТРУКЦИИ ПРОВОЛОЧНЫХ ДЛИННОВОЛНОВЫХ И СРЕДНЕВОЛНОВЫХ АНТЕНН

В длинноволновом диапазоне применяются только проволочные антенны, а в средневолновом они все более вытесняются антеннами-мачтами и антеннами-башнями. Проволочные антенны отли-

чаются от антенн-мачт и антенн-башен тем, что в первых мачты служат только для подвеса радиосети, а во вторых металлическая мачта или башня является одновременно антенной-излучателем.

На фиг. 6.5 изображено устройство типовой проволочной передающей антенны. Вертикальный провод 1 одним концом соединяется с горизонтальной частью 2 антенны, а другим подключается к передатчику 3 через ввод в здание радиостанции. В это же здание вводится провод от заземления 4. Горизонтальная часть антенны состоит из нескольких параллельных проводов. Требуемое



Фиг. 6.5. Проволочная передающая антенна.

расстояние между ними фиксируется рядами 5. Провода антенны через изоляторы 6 подвешиваются на двух мачтах 7 при помощи тросов 8, которые используются для подъема антенны. Один из этих тросов закреплен неподвижно, а другой при подъеме и спуске антенны освобождается. Мачты поддерживаются несколькими ярусами оттяжек 9, закрепленных в основаниях 10 из бетона или дерева, зарытых в землю. Оттяжки крепятся к мачте крючком 11, соединенным с бугелем мачты 12. Каждая оттяжка крепится к основанию 10 тальрепом 14, состоящим из винта, имеющего с одной стороны левую резьбу, а с другой — правую, и двумя гайками. Благодаря этому, поворачивая винт, можно изменять расстояние между гайками и размер оттяжки. Последние состоят из отрезков длиной, меньшей $\lambda/4$. Отрезки отделяют друг от друга изоляторами 13, чтобы избежать появления большого наводимого тока в оттяжках за счет резонанса. При наличии большого тока в оттяжках из антенны отсасывается значительная часть энергии и искажается ее диаграмма направленности.

При выборе конструкции и элементов проволочной антенны руководствуются следующими соображениями.

Мачты. Из всех элементов антенны наиболее дорогими являются мачты. Их стоимость определяется высотой. С другой стороны, увеличение геометрической высоты мачты способствует увеличению действующей высоты, а следовательно, и сопротивления излучения антенны. Средняя высота антенны радиовещательной станции 100—200 м, максимальная высота 250 м. Расстояние между мачтами не должно превышать 300—400 м во избежание большого провисания горизонтальных проводов радиосети.

Мачты могут быть деревянными или металлическими. При малой высоте более экономичны деревянные мачты, а при большой — металлические.

Деревянные мачты менее долговечны, чем металлические. Для уменьшения потерь металлические мачты проволоочной антенны устанавливаются на опорных изоляторах, рассчитанных на пробивное напряжение до 75 кв.

Оттяжки радиосети представляют собой стальные тросы диаметром от 5 до 20 мм. Для ослабления вредного влияния оттяжек на электромагнитное поле антенны количество их должно быть сокращено до минимума. Обычно в каждом ярусе имеются три-четыре оттяжки.

Форма простой радиосети может быть Г-образной, Т-образной и зонтичной. Преимущество зонтичной радиосети в том, что в ней используется только одна мачта. Так как наклонные провода зонта уменьшают излучение вертикального провода антенны, то на практике зонтичные антенны применяются редко.

Г-образные антенны по сравнению с Т-образными имеют преимущество в том, что при равной длине горизонтальной части статическая емкость и собственная длина волны Г-образных антенн больше за счет увеличения длины пути тока (в Т-образных антеннах обе половины горизонтальных проводов как бы включены параллельно). С другой стороны, в Т-образных антеннах меньше потери в мачтах вследствие большей удаленности их от снижения антенны и от передатчика.

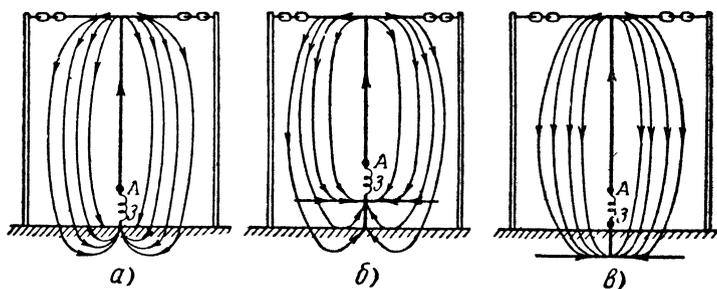
Исходя из этих соображений, Г-образные антенны рекомендуется применять на волнах длиннее 2000 м, где мощности передатчиков очень велики и особенно важно избежать перенапряжения в антенне и применения удлинительной катушки с большой индуктивностью. На менее длинных волнах целесообразно применять Т-образные антенны.

Число параллельных проводов радиосети определяется величиной статической емкости антенны, необходимой для исключения перенапряжения в антенне и получения требуемой действующей высоты (от которой зависят к. п. д. и полоса пропускания). Увеличение числа проводов в крыше антенны целесообразно до определенных пределов, так как по мере уменьшения расстояния между соседними проводами и увеличения их числа возрастает потенциал каждого провода за счет влияния одноименных зарядов других проводов, что влечет за собой снижение эффекта увеличения

емкости. Обычно количество проводов в радиосети не превышает 10 при расстоянии не менее 1 м между проводами.

Антенный канатик, из которого выполняются снижение и верхняя часть антенны, должен иметь малое сопротивление потерь и быть механически прочным. Этим требованиям удовлетворяет бронзовый и медный канатик диаметром 3—8 мм.

Изоляторы антенны должны быть механически прочными и рассчитаны на большое разрядное напряжение. Следует заметить, что проще использовать в антенне изоляторы с повышенным пробивным напряжением, чем применять в ней сильно развитую верх-



Фиг. 6.6. Цепи токов проводимостей и смещения антенны.

а—в отсутствии заземления, *б*—при наличии противовеса, *в*—при наличии заземления.

нюю часть. На практике в передающих антеннах преимущественно используются изоляторы стержневого типа и седловидные.

Заземлять антенну следует с учетом характера электрического поля радиосети. Ток проводимости, проходящий через снижение и горизонтальные провода, переходит в ток смещения в воздухе, а затем замыкается через землю в виде токов проводимости и смещения (фиг. 6.6, *в*). Соотношение между ними определяется характером почвы и длиной волны.

Заземление предназначено для уменьшения сопротивления земли проходящим через нее токам антенны. С этой целью на уровне грунтовых вод закапывают массивный проводник или систему проводов, которые соединяются с элементом связи антенного контура передатчика. В результате токи в земле замыкаются преимущественно через провода заземления (фиг. 6.6, *в*), и потери в антенне уменьшаются.

Желательно металлизировать максимальную площадь вокруг антенны. Практически площадь металлизации выходит за пределы горизонтальной проекции антенны в продольном и поперечном направлениях примерно на величину высоты антенны. Сплошную металлизацию осуществить трудно, а поэтому ее заменяют системой проводов, расположенных соответствующим образом в земле. Электрическое поле антенны и соответственно плотность тока в земле максимальны под снижением антенны, а по мере удаления

от снижения ток в земле уменьшается. В соответствии с этим хорошие результаты дает заземление в виде радиально расходящихся проводов от проекции снижения антенны, как показано на фиг. 6. 5.

Увеличение числа проводов заземления уменьшает сопротивление потерь в земле. Опыт показывает, что существует предел целесообразного увеличения числа проводов (порядка 100). При большой глубине грунтовых вод заземляющие провода помещают на глубине 20—40 см под поверхностью земли. При скалистом грунте и сухой почве вместо заземления применяют противовес, представляющий систему проводов, расположенную на небольшой высоте над землей (фиг. 6. 6, б). Рекомендуемая высота противовеса для маломощных станций 0,5—1,5 м, а для мощных — 2—6 м. Качество противовеса тем выше, чем большая часть тока антенны замыкается через его провода и чем меньшая часть проходит в земле. Площадь, охватываемая противовесом, так же как и заземлением, должна выходить за пределы горизонтальной проекции антенны.

Обычно заземление дает лучшие результаты, чем противовес. Так как монтаж качественного заземления связан со значительной затратой времени, то в передвижных станциях чаще применяется противовес. В самолетных радиостанциях роль противовеса выполняют металлические части самолета.

Сигнальное освещение антенны служит для безопасности полетов самолетов. В цепь световой сигнализации должны быть включены фильтры для защиты питающих проводов и сигнальных ламп от токов высокой частоты. Это усложняет антенное устройство.

§ 5. СЛОЖНЫЕ ДЛИННОВОЛНОВЫЕ И СРЕДНЕВОЛНОВЫЕ АНТЕННЫ

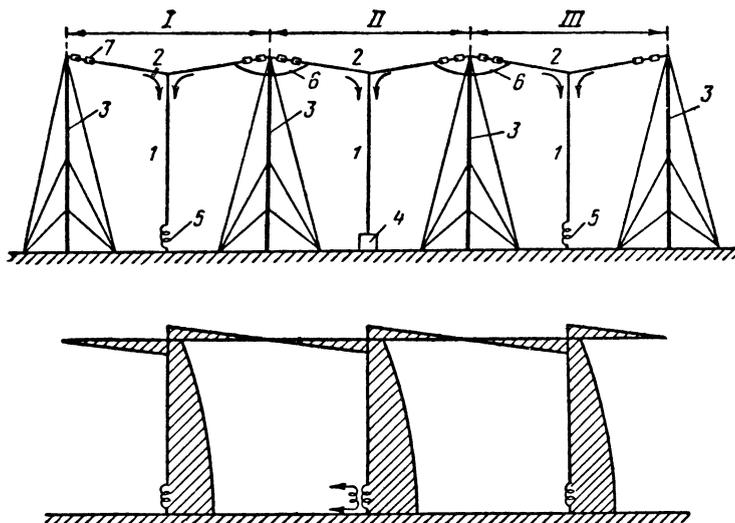
Для увеличения сопротивления излучения, уменьшения сопротивления заземления и увеличения емкости длинноволновых антенн созданы сложные антенны, представляющие собой комбинацию Г-образных и Т-образных.

В качестве примера можно привести антенну отечественной радиовещательной станции мощностью 500 квт, работающей на волне $\lambda = 1850$ м (фиг. 6. 7). Эта антенна состоит из трех (I, II, III) Т-образных антенн, которые вытянуты в одну линию и соединяются между собой перемычками. Радиосеть крепится на четырех мачтах, расположенных друг от друга на расстоянии 300 м. Антенна возбуждается от выходного генератора передатчика 4 через элемент связи, включенный у основания снижения 1 антенны II. Крайние Т-образные антенны I и III заземляются через индуктивности 5, которые подобраны с таким расчетом, чтобы во всех снижениях токи совпадали по величине и фазе. Распределение тока в антенне должно быть таким, чтобы в местах расположения мачт находились узлы тока.

Так как в излучении электромагнитных волн участвуют снижения всех трех Т-образных антенн, то общее сопротивление излучения антенны равно сумме сопротивлений излучения составляю-

щих антенн. К тому же суммарное сопротивление излучения каждой Т-образной антенны увеличивается за счет вносимого сопротивления из двух других антенн. В результате получается весьма значительный выигрыш в сопротивлении излучения.

Заземление антенны концентрируется возле каждого снижения. Опыт показывает, что разнесение заземлителей способствует уменьшению общего сопротивления заземления.



Фиг. 6.7. Антенна 500-киловаттной станции под Москвой и схема распределения токов в ней.

1—снижение, 2—горизонтальная часть, 3—мачты, 4—передатчик, 5—фазировочные индуктивности, 6—перемычки, 7—изоляторы.

К преимуществам описываемой антенны по сравнению с обычной Г-образной или Т-образной относится также дополнительное увеличение емкости ее, обусловленное взаимным влиянием вертикальных проводов. Все это позволяет значительно уменьшить амплитуду напряжения в пучности и увеличить к. п. д., максимальную излучаемую мощность и полосу пропускания антенны.

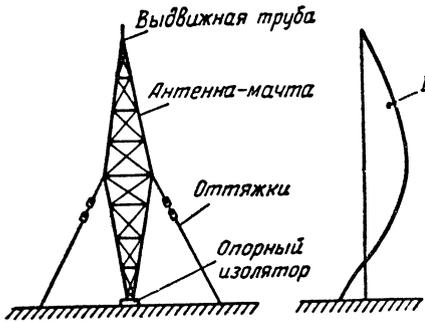
Кроме того, сложные антенны дают возможность даже в длинноволновом диапазоне создать некоторую направленность излучения в горизонтальной плоскости. Направление максимального излучения антенны перпендикулярно плоскости ее расположения

§ 6. АНТИФЕДИНГОВЫЕ АНТЕННЫ

Одним из основных требований, предъявляемых к радиовещательной антенне, является отсутствие излучения под сколь угодно значительными углами возвышения. Эта задача не может быть полностью решена в диапазоне длинных и средних волн, так как ее осуществление потребовало бы применения многоярусных

антенн высотой в несколько длин волн. Современная техника позволяет лишь устранить ближнее замирание на волнах, меньших 550 м, где оно существенно проявляется при излучении под большими углами к земной поверхности — свыше 55° . Требуемую для этого диаграмму направленности в вертикальной плоскости можно получить при помощи вертикального вибратора, длина которого незначительно превышает половину длины волны (фиг. 6.8). Наиболее выгодной длиной вибратора является такая, которой соответствует фазовый угол

$$\alpha l = 190^\circ.$$



Фиг. 6.8. Антифединговая антенна-мачта переменного сечения.

I — распределение тока в антенне.

Антифединговые антенны имеют следующие особенности.

1. Если высота обычных длинноволновых и средневолновых антенн меньше или незначительно больше $\lambda/4$, то в данном случае высота антенны превышает $\lambda/2$. Так как геометрическая высота антифединговых антенн не больше 300 м, то это ограничивает максимальную рабочую волну такого рода антенн величиной 550 м.

2. Если в основании обычной антенны длинных и средних волн напряжение близко к нулевому, то в основании антифединговой антенны оно близко к значению в пучности. Это может явиться причиной значительных электрических потерь при отсутствии соединения опорного изолятора с заземлением через металлический экран больших размеров.

3. В антифединговой антенне нельзя применять верхнюю часть сколько-нибудь значительных размеров, так как при высоте подвеса над землей порядка $\lambda/2$ горизонтальная часть существенно влияет на излучение антенны, искажая ее диаграмму направленности.

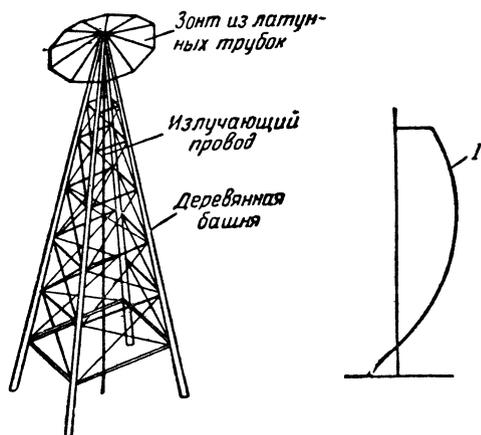
4. В связи с тем, что в антифединговой антенне отсутствует горизонтальная часть и ток на ее верхнем конце имеет малую величину, для антенны можно использовать одну мачту. Вблизи такой антенны нельзя располагать здание радиостанции, так как оно значительно исказит диаграмму направленности антенны и внесет дополнительные потери. Антифединговую антенну соединяют с передатчиком при помощи фидера.

Рассмотрим три конструкции антифединговых антенн.

На фиг. 6.8 антенной служит металлическая мачта, сечение которой максимально в середине. Точная подгонка высоты антенны производится при помощи выдвигной трубы. Такая форма мачты позволяет ограничиться одним ярусом оттяжек для ее поддержки.

Во второй конструкции (фиг. 6.9) антенна представляет собой вертикальный провод, проходящий внутри свободно стоящей дере-

вянной башни. На вершине башни вертикальный провод соединяется с зонтом, составленным из латунных трубок. Зонт создает дополнительную емкость, необходимую для получения некоторого тока на верхнем конце вертикального провода, благодаря чему можно уменьшить геометрическую высоту антенны. При правильном подборе размеров и конструкции зонта и высоты башни получается требуемая для антифединговой антенны диаграмма направленности.



Фиг. 6. 9. Антифединговая антенна-башня.

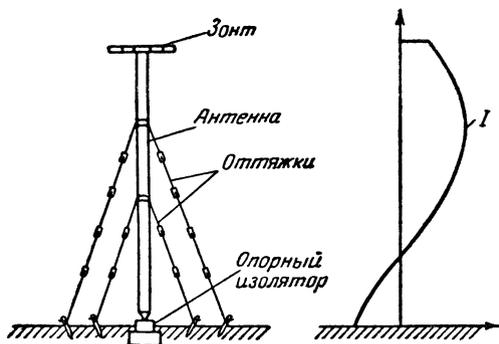
На фиг. 6. 10 антенной служит металлическая мачта небольшого и постоянного поперечного сечения. Мачта соединяется с зонтом и поддерживается несколькими ярусами оттяжек.

Все описываемые антенны у основания соединяются через согласующий контур с фидером, который подключается к передатчику.

В первой конструкции (см. фиг. 6. 8) большое поперечное сечение мачты определяет большую погонную емкость и соответственно малое волновое сопротивление излучателя. С этим связано увеличение коэффициента затухания и как следствие отклонение стоячей волны тока в антенне от синусоидальной формы, которое усиливается изменением сечения вибратора (мачты) по высоте. В результате диаграмма направленности антенны значительно отличается от требуемой для устранения фединга.

В антифединговой антенне (см. фиг. 6. 9) со свободно стоящей деревянной мачтой излучающий провод тонкий и не изменяется по сечению с высотой, а поэтому в нем распределение тока близко к синусоидальному и диаграмма направленности соответствует назначению антенны. Кроме того, наличие зонта позволяет уменьшить высоту антенны. К недостаткам конструкции относится малый срок службы деревянной мачты и опасность ее загорания от токов высокой частоты.

Третья конструкция (см. фиг. 6. 10) не имеет этого недостатка и наиболее широко применяется на практике.

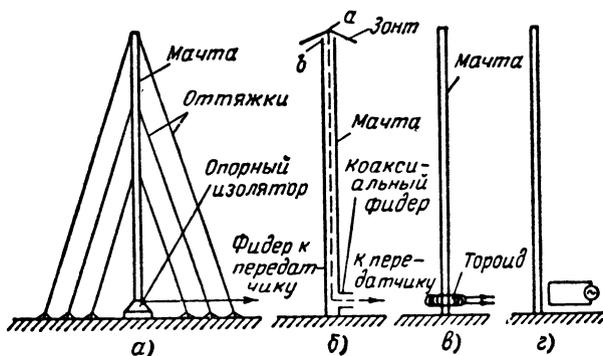


Фиг. 6. 10. Антифединговая антенна-мачта постоянного сечения.

I—распределение тока в антенне.

§ 7. ПИТАНИЕ СРЕДНЕВОЛНОВЫХ АНТЕНН

Питание антенны-мачты производится по-разному в зависимости от того, изолирована мачта от земли или антенна имеет заземленное основание. В первом случае используется схема нижнего питания (фиг. 6. 11, *a*), в которой фидер, идущий от передатчика,



Фиг. 6. 11. Возбуждение антенн-мачт.

a—по схеме нижнего питания, *б*—по схеме верхнего питания, *в*—магнитным полем при помощи тороида, *г*—магнитным полем при помощи рамки,

включается между основанием мачты и землей. Согласно ГОСТ 8806—58 антенна-мачта нижнего питания при высоте мачты h_m обозначается АМНП h . Аналогичная башня нижнего питания имеет обозначение АБНП h . Если эти антенны содержат емкост-

ную нагрузку в виде лучей, расходящихся от вершины мачты или башни, то используется обозначение АМНП $\frac{h}{nQ\varphi}$ или АБНП $\frac{h}{nQ\varphi}$, где n — количество лучей емкостной нагрузки;
 Q — длина каждого луча в долях высоты мачты (башни);
 φ — угол между лучом и осью мачты (башни).

Существуют, например, стандартные антенны АМНП $\frac{125}{4 \cdot 0,5 \cdot 45}$, АБНП $\frac{125}{4 \cdot 0,5 \cdot 45}$, в которых $h=125$ м; $n=4$; $Q=0,5$ $h=62,5$ м и $\varphi=45^\circ$. Эти антенны работают в диапазоне волн 200—2000 м с к. п. д. не ниже 0,7—0,85.

В антеннах с заземленным основанием применяют другие способы возбуждения. На фиг. 6.11, б изображена схема верхнего питания, предложенная Г. З. Айзенбергом в 1944 г., а на фиг. 6.11, в — схема возбуждения антенны магнитным полем, принцип которого был впервые предложен В. Н. Кессенихом в 1932 г. Обе схемы питания позволяют заземлить основание антенны.

В схеме верхнего питания мачта должна быть полый. У основания антенны коаксиальный фидер, по которому подводится питание от передатчика, входит в тело мачты и проходит внутри нее до вершины. Наружный провод фидера соединяется с мачтой, а внутренний — с зонтом, расположенным над мачтой. Следовательно, в данном случае питание производится между вершиной зонта и вершиной мачты. В результате в антенне устанавливается ток, который замыкается по цепи мачта—земля—воздух (ток смещения)—зонт—точки a , b —мачта. Пучность тока находится у заземленного основания антенны.

В схеме возбуждения антенны магнитным полем ток генератора проходит по тороидной катушке, ось которой совпадает с осью мачты. Эту схему можно представить как высокочастотный трансформатор, первичной обмоткой которого является тороид, а роль вторичной обмотки выполняет мачта-вибратор. Тороид может быть заменен рамкой, две стороны которой параллельны вибратору (фиг. 6.11, г). Наиболее эффективная связь между тороидом и вибратором получается в том случае, если тороид (рамка) расположен в области пучности тока. Таким образом, наиболее легко осуществляется возбуждение четвертьволнового заземленного вибратора, имеющего пучность тока у земли. Все элементы настройки антенны, питаемой магнитным полем, находятся на земле; это значительно облегчает эксплуатацию антенны.

Сравнивая рассмотренные схемы возбуждения, можно отметить преимущества антенн с заземленным основанием:

- 1) отсутствие опорного изолятора значительно удешевляет конструкцию антенны;
- 2) более надежное крепление антенны позволяет уменьшить сечение мачты и увеличить ее высоту;

3) световая сигнализация может быть осуществлена без фильтров;

4) увеличение высоты антенны позволяет увеличить мощность в антенне и ее к. п. д.;

5) вследствие отсутствия опорного изолятора отпадает необходимость в грозовой защите;

6) отсутствие тросов позволяет избежать дополнительных потерь и искажения поля за счет токов, наводимых в тросах.

Так как высота антенны с заземленным основанием близка к $\lambda/4$, то диаграмма направленности этих антенн не позволяет устранить фединги.

§ 8. ПРИЕМНЫЕ АНТЕННЫ ДЛИННЫХ И СРЕДНИХ ВОЛН

Для приема в длинноволновом и средневолновом диапазонах используются открытые и замкнутые антенны и их комбинации. К открытым антеннам относятся вертикальный вибратор, Г-образные, Т-образные антенны и наклонный луч, а к замкнутым — рамки и гониометры. Примером комбинации открытой и замкнутой антенны может служить кардиоидная антенна.

Открытые приемные антенны можно считать ненаправленными, если не учитывать весьма слабого направленного действия Г-образной антенны и наклонного луча. Рамочные и гониометрические антенны обладают направленными свойствами. Кардиоидная антенна к тому же позволяет осуществить однонаправленный прием.

Открытые приемные антенны

Э. д. с., индуктируемая в приемной вертикальной Г-образной или Т-образной антенне, определяется по формуле

$$E_a = E' h_d,$$

где E' — составляющая напряженности электрического поля, касательная к проводу антенны;

h_d — ее действующая высота, которая определяется по формулам, выведенным для соответствующей передающей антенны.

При вертикальной поляризации электромагнитной волны, имеющей напряженность электрического поля E , касательная составляющая этого поля в наклонном проводе (фиг. 6. 12, а) равна

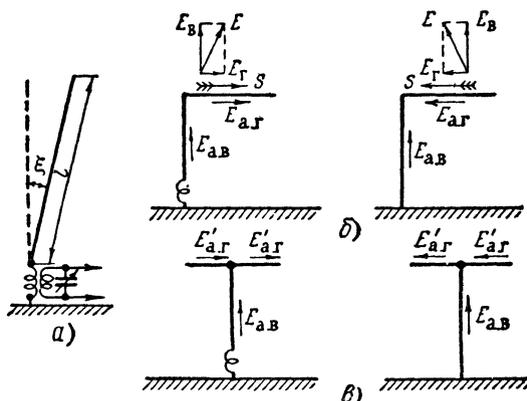
$$E' = E \cos \xi,$$

где ξ — угол отклонения провода от вертикального положения.

В соответствии с этим э. д. с. E'_a , индуктируемая в наклонном проводе, может быть выражена через э. д. с. E_a , индуктируемую в вертикальном проводе такой же длины, формулой

$$E'_a = E_a \cos \xi.$$

Появление некоторого направленного действия Г-образной приемной антенны (фиг. 6. 12, б) связано с возникновением горизонтальной составляющей электрического поля в электромагнитной волне, которая распространяется над землей, имеющей конечную проводимость. Вертикальная составляющая электрического поля $E_{\text{в}}$ индуцирует э. д. с. $E_{\text{а.в}}$ в вертикальном проводе, а горизонтальная составляющая электрического поля $E_{\text{г}}$ индуцирует э. д. с. $E_{\text{а.г}}$ в горизонтальном проводе. Если волна S в одном случае направ-



Фиг. 6. 12. Приемные антенны.

а—наклонный луч, б—Г-образная, в—Т-образная.

лена параллельно горизонтальному проводу и суммарная э. д. с. в антенне

$$E_{\text{а}} = E_{\text{а.в}} + E_{\text{а.г}},$$

то при распространении волны в противоположном направлении, когда э. д. с. $E_{\text{а.в}}$ имеет такой же знак, как в первом случае, э. д. с. $E_{\text{а.г}}$ изменяет знак на обратный. Поэтому результирующая э. д. с.

$$E_{\text{а}} = E_{\text{а.в}} - E_{\text{а.г}}$$

уменьшается, что и определяет направленность антенны.

Т-образная приемная антенна (фиг. 6. 12, в), как и вертикальный провод, не обладает направленным действием. В данном случае влияние горизонтальной составляющей электрического поля отсутствует вследствие противоположного действия э. д. с. $E_{\text{а.г}}$ в обеих половинах горизонтальной части Т-образной антенны по отношению к э. д. с. $E_{\text{а.в}}$ в вертикальном проводе.

Открытая приемная антенна по устройству значительно проще соответствующей передающей. В приемной антенне используется бронзовый или стальной канатик диаметром 3 мм. Горизонтальная часть антенны имеет длину порядка 25—50 м и подвешивается на двух мачтах высотой свыше 15 м над землей. Обычно провода антенны изолируют от мачт одинаковыми изоляторами, а ввод в здание осуществляют через изоляционную трубку из фарфора.

$$e_{cd} = E_m h \sin \omega t,$$

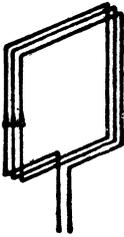
где E_m — амплитуда напряженности электрического поля;
 h — высота рамки.

Затем волна пересекает провод ab с отставанием по фазе на угол α ($m \cos \varphi$), обусловленным разностью хода волн $m \cos \varphi$. При этом в проводе индуцируется э. д. с.

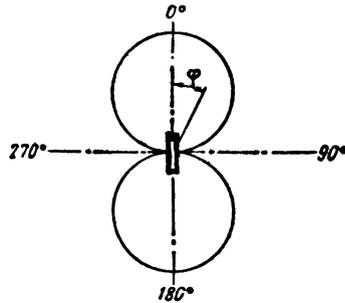
$$e_{ab} = E_m h \sin(\omega t - \alpha m \cos \varphi).$$

Так как провода ab и cd соединяются между собой последовательно, а индуцируемые э. д. с. e_{ab} и e_{cd} действуют навстречу друг другу, то результирующая э. д. с. в рамке

$$e_a = e_{ab} - e_{cd} = E_m h [\sin \omega t - \sin(\omega t - \alpha m \cos \varphi)].$$



Фиг. 6. 14. Много-
витковая рамка.



Фиг. 6. 15. Диаграмма направ-
ленности рамочной антенны.

Пользуясь известной тригонометрической формулой

$$\sin \beta - \sin \gamma = 2 \sin \frac{\beta - \gamma}{2} \cos \frac{\beta + \gamma}{2},$$

преобразуем полученное выражение:

$$e_a = 2E_m h \sin \left(\frac{\alpha m \cos \varphi}{2} \right) \cos \left(\omega t - \frac{\alpha m \cos \varphi}{2} \right).$$

При наличии N витков в рамке (фиг. 6. 14) этот результат следует увеличить в N раз, имея в виду, что во всех N проводах одной стороны рамки индуцируемые э. д. с. совпадают по величине и по фазе:

$$e_a = 2E_m N h \sin \left(\frac{\alpha m \cos \varphi}{2} \right) \cos \left(\omega t - \frac{\alpha m \cos \varphi}{2} \right).$$

В длинноволновом и средневолновом диапазонах $m \ll \lambda$, а поэтому

$$\sin \left(\frac{\alpha m \cos \varphi}{2} \right) \approx \frac{\alpha m \cos \varphi}{2} = \frac{\pi m \cos \varphi}{\lambda}.$$

Учитывая также, что $hm=S$ — площадь рамки, формулу мгновенного значения результирующей э. д. с. в рамке приводим к виду

$$e_a = \frac{2E_m N \pi m h}{\lambda} \cos \varphi \cos \left(\omega t - \frac{am \cos \varphi}{2} \right) = \\ = \frac{2E_m \pi NS}{\lambda} \cos \varphi \cdot \cos \left(\omega t - \frac{am \cos \varphi}{2} \right).$$

Амплитуда этой э. д. с.

$$E_{m_a} = \frac{2E_m \pi NS}{\lambda} \cos \varphi. \quad (6.6)$$

На основании формулы (6.6) можно сделать следующие выводы.

1. Рамка в горизонтальной плоскости обладает направленными свойствами. Диаграмма направленности имеет форму восьмерки (фиг. 6.15). В направлении, перпендикулярном плоскости рамки ($\varphi=90^\circ$), отсутствует разность хода волн к ее противоположным вертикальным проводам, а поэтому э. д. с., индуцируемая в проводах одной стороны, полностью компенсируется действующей навстречу э. д. с. проводов другой стороны. В результате прием отсутствует ($E_{m_a}=0$).

По мере приближения направления волны к плоскости рамки разность хода волн к ее противоположным вертикальным сторонам увеличивается, достигая максимума при $\varphi=0^\circ$ и $\varphi=180^\circ$. При этом в наибольшей степени компенсируется встречное действие э. д. с. противоположных проводов рамки и получается наибольшая амплитуда результирующей э. д. с.

$$E_{m_a} = E_m \frac{2\pi NS}{\lambda}.$$

Переходя к действующим значениям э. д. с. в рамке и напряженности электрического поля, получаем

$$E_a = E \frac{2\pi NS}{\lambda}.$$

2. По аналогии с известной формулой э. д. с. в приемной антенне

$$E_a = E h_d$$

можно утверждать, что действующая высота приемной рамки

$$h_d = \frac{2\pi NS}{\lambda}. \quad (6.7)$$

Эта формула верна для рамки не только прямоугольной формы, но и любой другой (на практике наиболее широко применяются круглые и треугольные рамки). Таким образом, действующая высота, а следовательно, и э. д. с., индуцируемая в рамке любой

формы, прямо пропорциональна площади, ограниченной контуром рамки, числу витков в ней и обратно пропорциональна длине волны.

3. Рамочная антенна, как видно из формулы (6.6), имеет такие же направленные свойства, как элементарный вибратор. Следовательно, для рамочной антенны справедливы формулы

$$R_{\Sigma} = 800 \left(\frac{h_{\lambda}}{\lambda} \right)^2; \quad D = 1,5.$$

Пример. Определить сопротивление излучения круглой рамочной антенны диаметром $d=30$ см, имеющей 10 витков провода ($N=10$) при длине волны $\lambda=500$ м.

Определим площадь, ограниченную контурами рамки:

$$S = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3,14 \cdot 0,3^2}{4} = 7,07 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2.$$

Следовательно, действующая высота рамки

$$h_{\lambda} = \frac{2\pi NS}{\lambda} = \frac{2\pi \cdot 10 \cdot 7,07 \cdot 10^{-2}}{500} = 8,88 \cdot 10^{-3} \text{ м},$$

а сопротивление излучения

$$R_{\Sigma} = 800 \left(\frac{h_{\lambda}}{\lambda} \right)^2 = 800 \left(\frac{8,88 \cdot 10^{-3}}{5 \cdot 10^2} \right)^2 = 0,251 \cdot 10^{-6} \text{ ом}.$$

Действующая высота рамки значительно меньше геометрической, поэтому рамка имеет очень малые сопротивления излучения и к. п. д. Так как для передающей антенны эти качественные показатели являются весьма важными, то, несмотря на направленные свойства рамки, последняя в длинноволновом и средневолновом диапазонах применяется только в качестве приемной антенны.

Направленные свойства приемной рамки используются для уменьшения влияния помех и для определения направления на радиостанцию. В первом случае плоскость рамки располагают перпендикулярно направлению помехи, и тогда последняя не оказывает влияния на радиоприем.

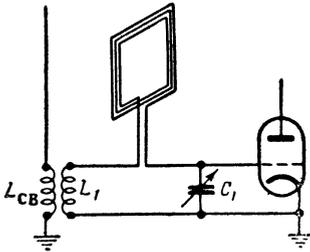
Во втором случае, вращая рамку по максимуму или минимуму э. д. с. в ней, устанавливают направление на радиостанцию. Этим определяется применение рамки в радиопеленгаторах — приборах, предназначенных для обнаружения направления (пеленга) на радиостанцию. Минимум диаграммы рамки острее максимума, в связи с чем пеленгация при помощи рамочной антенны производится по минимуму приема.

Рамочные антенны должны быть симметричными. В применении к прямоугольной рамке это означает, что оба вертикальных провода должны иметь одинаковую емкость по отношению к земле. В противном случае, даже тогда, когда плоскость рамки перпендикулярна направлению на радиостанцию, от вертикальных проводов рамки ответвляются на землю разные токи и на входе прием-

ника э. д. с. не равна нулю. Это влечет за собой ошибочное определение пеленга на радиостанцию. Такое явление устраняют экранированием рамки посредством металлической трубы. Для того чтобы труба не была короткозамкнутой, в ней делают разрез и заполняют его диэлектриком.

Кардиоидные антенны

Применение одиночной рамки в качестве антенны не позволяет избежать двузначности показаний, так как минимальный (или максимальный) прием возможен с двух противоположных направлений: $\varphi = 90^\circ$ и $\varphi = 270^\circ$ (или $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 180^\circ$). Для устранения этой неопределенности используют комбинацию из рамочной (направленной) и вертикальной (ненаправленной) антенн.



Фиг. 6. 16. Кардиоидная антенна.

На фиг. 6.16 изображена входная цепь приемника с вертикальной и рамочной антеннами. Ток вертикальной антенны, проходящий через катушку связи $L_{св}$, индуцирует э. д. с. в контурной катушке L_1 . Последовательно во входной контур $L_1 C_1$ включена рамка, а поэтому напряжение на участке сетка—катод первой лампы равно сумме напряжений

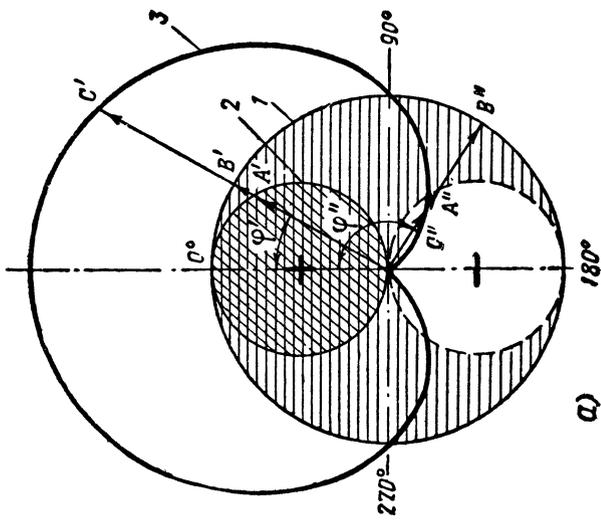
от вертикальной и рамочной антенн. Входной контур приемника настраивается в резонанс на частоту принимаемого сигнала конденсатором C_1 .

Электромагнитные волны равной напряженности, имеющие произвольное направление в горизонтальной плоскости, индуцируют в вертикальном вибраторе э. д. с. E'_a , а в рамочной антенне — э. д. с. $E''_a \cos \varphi$. Можно всегда добиться того, чтобы на входе первой лампы приемника напряжения, обусловленные E'_a и E''_a , были равны между собой ($E'_a = E''_a = E$) и совпадали по фазе. Тогда результирующее напряжение на сетке первой лампы

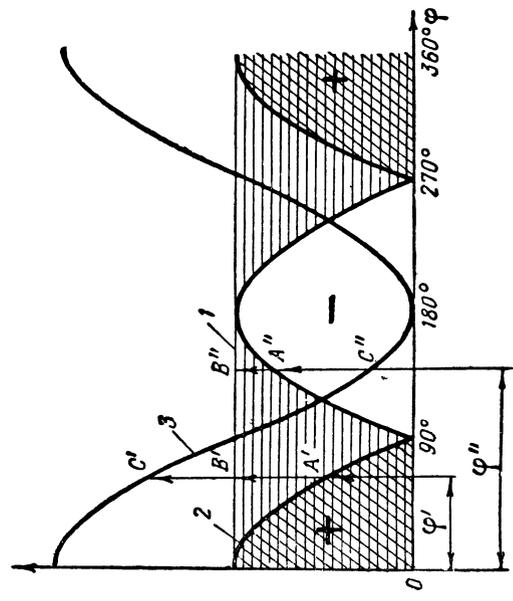
$$E_\varphi = E(1 + \cos \varphi). \quad (6. 8)$$

Коэффициент $1 + \cos \varphi = 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}$ выражает диаграмму направленности антенны в горизонтальной плоскости, называемую *кардиоидой*. Совокупность вертикальной и рамочной антенн называется *кардиоидной*. Такую же диаграмму направленности имеет антенна с рефлектором, описанная в § 3, гл. V.

Кардиоидную диаграмму направленности можно получить следующим графическим построением (фиг. 6. 17, а). Вертикальный вибратор имеет диаграмму направленности в форме окружности 1 радиуса E , а рамка — в форме восьмерки 2 с максимумом, равным величине E .



а)



б)

Фиг. 6.17. Диаграмма направленности кардиоидной антенны.

С изменением направления волны от $\varphi=0^\circ$ до $\varphi=360^\circ$ полярность э. д. с. в рамке изменяется на обратную при переходе через значения $\varphi=90^\circ$ и $\varphi=270^\circ$, так как если при углах $\varphi=270^\circ \div 360^\circ$, $0^\circ \div 90^\circ$ (см. фиг. 6. 13) волна сначала пересечет провод cd , а затем провод ab , то с увеличением φ от 90° до 270° последовательность пересечения волной проводов ab и cd и соответственно полярность э. д. с. в рамке получатся обратными. В соответствии с этим на фиг. 6. 17 на одной половине восьмерки (заштрихованной наклонными линиями) указана положительная полярность, а на другой (незаштрихованной) поставлен знак минус. Если алгебраически сложить радиус окружности и радиус-вектор диаграммы, имеющей форму восьмерки, то получим кардиоиду.

В прямоугольной системе координат результирующую характеристику \mathcal{E} кардиоидной антенны получают сложением ординат характеристики вертикальной антенны в виде прямой 1, параллельной оси абсцисс, и характеристики рамки в виде косинусоиды 2 с учетом ее полярности (фиг. 6. 17, б).

Уравнение

$$E_\varphi = E(1 + \cos \varphi)$$

и изображенные на фиг. 6. 17 диаграммы направленности показывают, что в данном случае при $\varphi=0^\circ$ э. д. с. $E_\varphi=2E$; при $\varphi=90^\circ$ и $\varphi=270^\circ$ $E_\varphi=E$ и при $\varphi=180^\circ$ $E_\varphi=0$. Таким образом, в кардиоидной антенне направления максимального и минимального приема противоположны, как в однонаправленной антенне.

Кардиоидная антенна имеет более тупой минимум, чем рамочная. Это создает преимущество в возможности подавления помех, имеющих направление, близкое к направлению принимаемого сигнала, не ослабляя его интенсивности. Для пеленгаторных антенн тупой минимум кардиоиды является недостатком.

Гониометрические антенны

Для того чтобы определить направление на излучатель радиоволн радиопеленгатором, содержащим рамочную или кардиоидную антенну, следует вращать рамку до получения минимума или максимума приема. В конструктивном отношении очень трудно осуществить подвижную рамку больших размеров, а уменьшать размеры рамки нежелательно, так как это влечет за собой уменьшение ее действующей высоты и индуктируемой в рамке э. д. с.

Указанное противоречие разрешают при помощи гониометрической антенны (фиг. 6. 18), которая состоит из двух неподвижных рамок 1 и 2 требуемого размера, расположенных под углом 90° друг к другу, и гониометра, находящегося в приемнике. Гониометр представляет собой систему из двух неподвижных катушек L_1 и L_2 , расположенных, как и рамки, под углом 90° друг к другу, и подвижной катушки L_n , вращающейся внутри неподвижных. Подвижная катушка называется искателем, а неподвижные — полевыми. Каждая полевая катушка подключается к одной из рамок, а искатель — к входу приемника.

В гониометрической антенне вращение искателя эквивалентно вращению рамки. Докажем это. Пусть цепи обеих рамок совершенно идентичны и принимаемая волна направлена под углом φ к плоскости рамки 1, а катушка искателя повернута относительно полевой катушки L_1 , соединенной с рамкой 1, на угол φ' . Если бы направление волны совпало с плоскостью рамки 1 ($\varphi=0$), то в ней индуцировалась бы э. д. с.

$$e_{a1} = E_m a \sin \omega t,$$

а в рамке 2 отсутствовала бы э. д. с.

$$e_{a2} = 0.$$

В данном случае ($\varphi \neq 0$) э. д. с. в рамках 1 и 2 соответственно равны:

$$\begin{aligned} e_{a1} &= (E_m a \cos \varphi) \sin \omega t; \\ e_{a2} &= [E_m a \cos (90^\circ - \varphi)] \sin \omega t = \\ &= E_m a \sin \varphi \cdot \omega t. \end{aligned}$$

Здесь $E_m a$ — амплитуда индуцируемой э. д. с. в каждой рамке.

Полагая, что цепи обеих рамок настроены в резонанс (на фиг. 6.18 не показаны элементы настройки), находим, что токи в полевых катушках должны совпадать по фазе с э. д. с. в соответствующих рамках, т. е.

ток в катушке L_1

$$i_1 = I_m \cos \varphi \sin \omega t,$$

а ток в катушке L_2

$$i_2 = I_m \sin \varphi \sin \omega t,$$

где I_m — амплитуда тока в каждой полевой катушке.

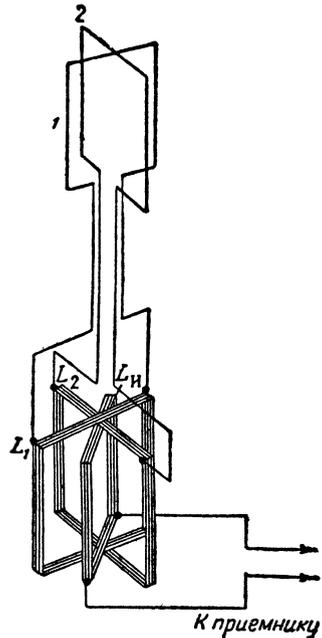
Между искателем и полевыми катушками имеется связь, которая характеризуется взаимоиндуктивностью M_1 (с L_1) и M_2 (с L_2). Если M — максимальная взаимоиндуктивность между полевой и искательной катушками, которая получается при условии, что обе катушки находятся в одной плоскости ($\varphi'=0$), то в данном случае ($\varphi' \neq 0$)

$$M_1 = M \cos \varphi';$$

$$M_2 = M \cos (90^\circ - \varphi') = M \sin \varphi'.$$

В таких условиях ток полевой катушки L_1 индуцирует в искателе э. д. с.

$$\begin{aligned} e_1 &= -M_1 \frac{di_1}{dt} = -M \cos \varphi' \cdot I_m \cos \varphi \cdot \omega \cos \omega t = \\ &= -\omega M I_m \cos \varphi' \cdot \cos \varphi \cdot \cos \omega t, \end{aligned}$$



Фиг. 6.18. Гониометрическая антенна.

а э. д. с., индуктируемая в искателе током катушки L_2 :

$$e_2 = -M_2 \frac{di_2}{dt} = -M \sin \varphi' \cdot I_m \sin \varphi \cdot \omega \cos \omega t = \\ = -\omega M I_m \sin \varphi' \cdot \sin \varphi \cdot \cos \omega t.$$

Результирующая э. д. с. в искателе

$$e = e_1 + e_2 = [-\omega M I_m (\cos \varphi \cdot \cos \varphi' + \sin \varphi \cdot \sin \varphi')] \cos \omega t = \\ = -[\omega M I_m \cos (\varphi - \varphi')] \cos \omega t,$$

а амплитуда этой э. д. с.

$$E_m = \omega M I_m \cos (\varphi - \varphi') = E_0 \cos (\varphi - \varphi').$$

Из уравнения диаграммы направленности гониометрической антенны

$$F(\varphi) = \cos (\varphi - \varphi'), \quad (6.9)$$

где φ — угол между принимаемой волной и плоскостью рамки I ; φ' — угол между плоскостями катушки искателя и полевой катушки L_1 , соединенной с рамкой I , следуют такие выводы.

Во-первых, если катушка искателя неподвижна (угол φ' постоянный), то множитель $\cos (\varphi - \varphi')$ является уравнением кривой, имеющей форму восьмерки. Значит, гониометрическая антенна в горизонтальной плоскости имеет такую же диаграмму направленности, как и рамочная.

Во-вторых, при неизменном направлении принимаемой волны (угол φ постоянный) вращение искателя позволяет изменить интенсивность приема в такой же степени, как вращение рамки на тот же угол φ' . Действительно, максимальный прием имеет место в том случае, когда

$$\varphi - \varphi' = 0^\circ; \pm 180^\circ \text{ или } \varphi = \varphi'; \varphi' \pm 180^\circ,$$

а минимальный прием получается при

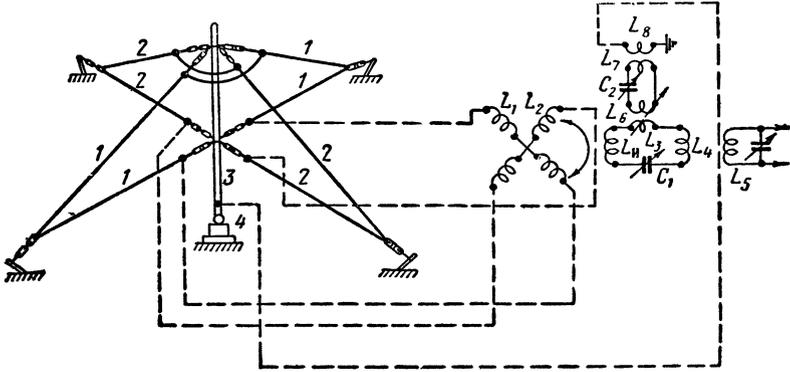
$$\varphi - \varphi' = 90^\circ; 270^\circ \text{ или } \varphi = \varphi' + 90^\circ; \varphi' + 270^\circ.$$

Следовательно, если к искателю прикрепить указатель, то по его положению относительно неподвижной шкалы в момент максимального или минимального приема можно судить о направлении на радиостанцию.

Очевидно, что если две неподвижные рамки дополнить вертикальной антенной, то получится кардиоидная антенна, диаграмму направленности которой можно вращать в пространстве при помощи искателя гониометра.

На фиг. 6.19 изображена практическая схема кардиоидной антенны с гониометром. Вертикальная антенна 3 с опорным изолятором 4 служит одновременно мачтой для подвеса двух рамоч-

ных антенн 1, 2 треугольной формы, расположенных под углом 90° . Рамки подключаются к индуктивностям L_1L_2 гониометра. Через катушку искателя $L_{\text{и}}$ э. д. с. от рамок вводится в контур сложения $L_{\text{и}}, L_3, L_4, C_1$. В этот же контур вводится э. д. с. из вертикальной антенны 3 через катушку связи L_8 и контур L_7, L_6, C_2 . Последний



Фиг. 6. 19. Практическая схема гониометрической антенны.

используется для согласования фазы э. д. с. рамок и вертикальной антенны, вводимых в контур сложения. Настройка контура сложения производится конденсатором C_1 . Амплитуда напряжения вертикальной антенны регулируется подбором связи между L_3 и L_6 . С контура сложения через индуктивно связанные элементы L_4, L_5 напряжение подается на участок сетка—катод первой лампы приемника.

Глава VII

КОРОТКОВОЛНОВЫЕ АНТЕННЫ

§ 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

В диапазоне коротких волн отношение длины антенны к длине волны может быть получено достаточно большим. Поэтому осуществление коротковолновой антенны с большим сопротивлением излучения и высоким к. п. д., как правило, не вызывает затруднений. Благодаря большому сопротивлению излучения коротковолновая антенна имеет полосу пропускания, вполне достаточную для качественного воспроизведения любых передаваемых сигналов. По той же причине значительно уменьшается вероятность перенапряжений в антенне. Более актуальным при проектировании коротковолновых антенн является вопрос о диаграмме направленности.

Высокая направленность антенны на коротких волнах весьма желательна не только для устойчивого приема при меньшей мощности передатчика (усиление передающей и приемной антенн в G раз эквивалентно увеличению мощности передатчика в G^2 раз), но и для уменьшения числа интерферирующих волн в приемной антенне.

Вместе с тем остронаправленное действие коротковолновых антенн достигается сравнительно простыми средствами благодаря возможности значительного превышения линейных размеров антенны относительно длины волны.

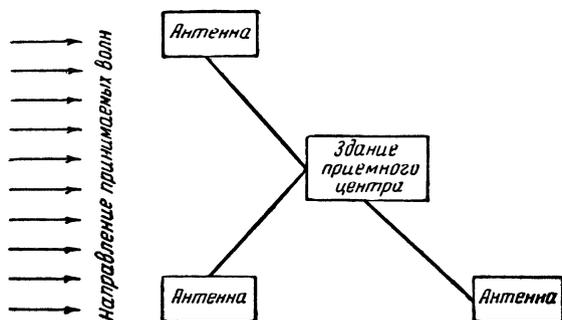
К диаграмме направленности коротковолновой антенны предъявляются следующие требования:

1. Так как по условиям распространения коротких волн приходится производить частую смену волн, то диаграмма направленности коротковолновой антенны должна быть по возможности постоянной во всем диапазоне волн, в котором целесообразно поддерживать связь в течение длительного времени. Антенны, удовлетворяющие этим требованиям, называются *диапазонными*, в отличие от *настроенных* антенн, диаграмма направленности которых остается постоянной при весьма незначительном отклонении частоты от номинальной. Если настроенную антенну использовать

в широком диапазоне волн, то при смене волны отношение $\frac{\text{сигнал}}{\text{помеха}}$ резко понижается.

2. Диаграмма направленности антенны не должна иметь боковых и задних лепестков. В данном случае на это требование приходится обращать особое внимание в связи с тем, что на коротких волнах велика вероятность интерференции волн, принимаемых и излучаемых в различных направлениях.

3. Направление максимального излучения и приема должно быть таким, чтобы число отражений волн от ионосферы и земли было минимальным, так как каждый «скачок» волны сопровождается потерями энергии. Поэтому угол возвышения луча δ следует уменьшать по мере удлинения линии связи. Например, для линий



Фиг. 7. 1. Прием на разнесенные антенны.

протяженностью 600 км рекомендуется $\delta = 30 \div 45^\circ$, а для линий длиной 3000 км — $10 \div 25^\circ$.

4. В связи с неустойчивостью состояния ионосферы направленное действие антенны не должно быть чрезмерно большим во избежание того, что излучаемая волна окажется вне сферы действия приемной антенны. Поэтому ширину угла диаграммы направленности коротковолновой антенны в горизонтальной и вертикальной плоскостях рекомендуется устанавливать равной $2\varphi' \approx 2\theta' = (10 \div 30)^\circ$.

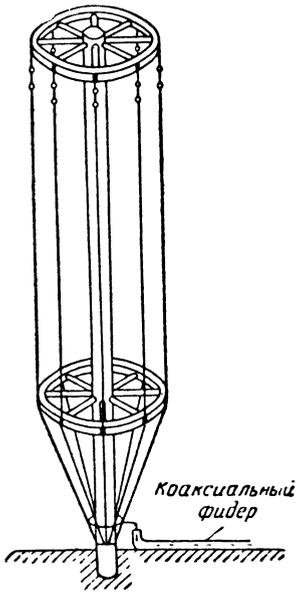
5. Для ослабления влияния промышленных помех на радиоприем максимум диаграммы направленности приемной антенны не должен быть слишком близким к земной поверхности. С этой точки зрения в коротковолновых антеннах предпочтительнее применять горизонтальные вибраторы, чем вертикальные. К тому же на излучение горизонтальных вибраторов проводимость земли оказывает меньшее влияние. В данном случае плоскость поляризации не может повлиять на решение вопроса о расположении вибраторов, так как при отражении коротких волн от ионосферы положение этой плоскости беспорядочно изменяется.

К числу особых требований к коротковолновым антеннам относится необходимость ослабления влияния дальнего замирания. Это вызывает необходимость применять систему разнесенных антенн, подключенных к отдельным приемникам с общим выходом

(фиг. 7 1). Исходя из теории вероятности ослабление поля за счет фединга у одной антенны должно в какой-то мере компенсироваться усилением поля у других антенн, в результате чего интенсивность приема в общем выходном приборе должна быть примерно постоянной.

§ 2. НЕСИММЕТРИЧНЫЙ ВИБРАТОР В КАЧЕСТВЕ КОРТКОВОЛНОВОЙ АНТЕННЫ

Несимметричный (заземленный) вибратор относится к группе диапазонных антенн, не обладающих направленными свойствами в горизонтальной плоскости. Направление максимального излучения заземленного вибратора совпадает с поверхностью идеальной проводящей земли, а в случае конечной проводимости земли незначительно возвышается над ее поверхностью (см. фиг. 5. 13). В связи с этим несимметричный вертикальный вибратор в коротковолновом диапазоне применяется только для связи на небольшие расстояния поверхностной волной.



Фиг. 7. 2. Конструкция вертикального вибратора с пониженным волновым сопротивлением.

При удалении антенны от передатчика (приемника) на большое расстояние между ними устанавливается связь при помощи фидера. В этом случае необходимо согласовать фидер как с антенной, так и с передатчиком (приемником).

Эффективное согласование антенны и фидера в широком диапазоне волн может быть получено при условии, что волновое сопротивление фидера равно активной составляющей входного сопротивления антенны, а реактивная составляющая этого сопротивления равна нулю, т. е. антенна настроена в резонанс.

Обычно данное условие полностью выполнить трудно. Поэтому стремятся уменьшить волновое сопротивление антенны, чтобы увеличить затухание антенного контура и сделать антенну менее чувствительной к расстройке. Волновое сопротивление вибратора уменьшают увеличением его диаметра.

На фиг. 7. 2 показан несимметричный вибратор с пониженным волновым сопротивлением. Антенна состоит из ряда вертикальных проводов, расположенных по образующим цилиндра. Провода соединяются между собой у основания мачты и подключаются к внутреннему стержню коаксиальной линии. Наружная оболочка

линии заземляется. Провода антенны изолированы от мачты. Требуемое волновое сопротивление антенны обеспечивается надлежащим выбором диаметра цилиндра.

§ 3. СИММЕТРИЧНЫЙ ВИБРАТОР В КАЧЕСТВЕ КОРОТКОВОЛНОВОЙ АНТЕННЫ

Симметричный вибратор применяется в коротковолновом диапазоне в качестве слабонаправленной антенны, которая может работать на фиксированной волне или в диапазоне волн. По соображениям, высказанным в § 1 гл. VII, симметричный вибратор располагается горизонтально и в соответствии с этим обозначается ВГ (вибратор горизонтальный).

При изменении длины волны в пределах рабочего диапазона направление максимального излучения вибратора должно оставаться неизменным. Для этого согласно фиг. 5.7 вибратор должен быть расположен перпендикулярно направлению на пункт связи и иметь длину $l < 1,25\lambda$, т. е. рабочая длина волны λ должна быть больше $0,8l$.

Максимальная длина волны определяется тем, что если $\frac{l}{\lambda} < 0,25$ или $\lambda > 4l$, то сопротивление излучения вибратора имеет очень малую величину, а реактивная составляющая входного сопротивления вибратора $X_{вх}$ имеет большую величину. Это влечет за собой понижение к. п. д. вибратора и резкое нарушение согласования его с фидером, которое вызвано значительным изменением $X_{вх}$ с изменением длины волны. Таким образом, длина волны симметричного вибратора, работающего в коротковолновом диапазоне, должна находиться в пределах

$$0,8l < \lambda < 4l.$$

Высоту подвеса вибратора выбирают с учетом диаграммы направленности вибратора в вертикальной плоскости и рекомендуемых значений угла наклона лучей при радиосвязи на коротких волнах.

В § 2 гл. V доказано, что диаграмма направленности горизонтального вибратора в вертикальной (экваториальной) плоскости выражается формулой (5.18)

$$F(\delta) = \sin(\alpha h \sin \delta),$$

где h — высота вибратора над землей;
 δ — угол наклона луча.

В общем случае данная диаграмма направленности получается многолепестковой (см. фиг. 5.11), причем максимум излучения соответствует углам наклона лучей δ_{\max} , удовлетворяющим уравнению

$$\sin(\alpha h \sin \delta_{\max}) = 1$$

или

$$\alpha h \sin \delta_{\max} = (2k + 1) \frac{\pi}{2},$$

где $k=0, 1, 2, 3 \dots$

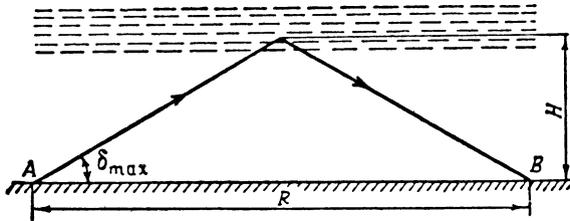
Отсюда следует, что

$$\sin \delta_{\max} = \frac{(2k + 1) \pi}{2\alpha h} = \frac{(2k + 1) \lambda}{4h}.$$

Ближайший к поверхности земли лепесток диаграммы направленности, определяющий наибольшую дальность связи, имеет максимум при $k=0$ или

$$\sin \delta_{\max} = \frac{\lambda}{4h}.$$

Зная направление излучаемой волны (δ_{\max}) и высоту ионизированного слоя H (фиг. 7.3), можно определить расстояние R



Фиг. 7.3. К определению дальности связи при однократном отражении волны от ионосферы.

между передающей и приемной станциями, которые поддерживают связь с помощью однократно отраженной волны от ионосферы:

$$H = \frac{R}{2} \operatorname{tg} \delta_{\max}.$$

Отсюда

$$R = \frac{2H}{\operatorname{tg} \delta_{\max}} = \frac{2H \cos \delta_{\max}}{\sin \delta_{\max}} = \frac{2H \sqrt{1 - \sin^2 \delta_{\max}}}{\sin \delta_{\max}}.$$

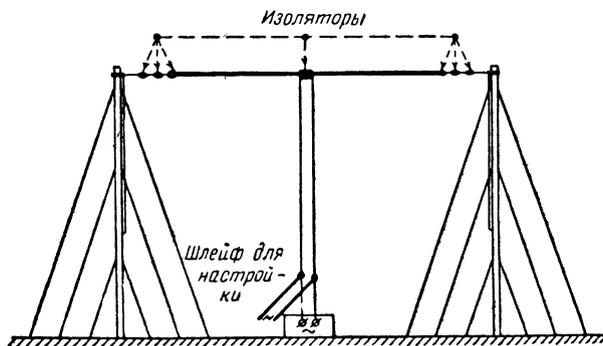
Так как $\sin \delta_{\max} = \frac{\lambda}{4h}$, то максимальная дальность связи

$$R = \frac{2H \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{16h^2}}}{\frac{\lambda}{4h}} = \frac{8Hh \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{16h^2}}}{\lambda}. \quad (7.1)$$

Как видно из формулы, при неизменной длине волны вибратор должен быть расположен тем выше (h), чем больше дальность связи (R).

Приведенные формулы неточны. Они выведены в предположении, что земля представляет собой идеально проводящую плоскость, а волны от излучателя к ионосфере и от ионосферы к приемной антенне распространяются по прямой линии. В соответствии с действительными условиями распространения радиоволн горизонтальный вибратор обычно устанавливают на высоте $0,25—0,65\lambda$, причем нижняя граница относится к линиям малой протяженности (до 250 км), а верхняя — большой (до 1500 км).

Горизонтальный вибратор (фиг. 7.4) подвешивается на двух деревянных мачтах и изолируется от них несколькими изоляторами. Симметричные половины вибратора также отделяются друг



Фиг. 7.4. Конструктивное оформление антенны в виде одиночного горизонтального вибратора.

от друга изолятором. Двухпроводный фидер от передатчика (приемника) соединяется с ближайшими к среднему изолятору точками обеих половин вибратора.

Теперь рассмотрим диапазонные свойства симметричного вибратора с точки зрения согласования его с фидером. Сопротивление излучения симметричного вибратора длиной $l = \frac{\lambda}{2}$ равно $R_{\Sigma} = 73,1 \text{ ом}$, при $l = \lambda$ $R_{\Sigma} = 200 \text{ ом}$, в то время как волновое сопротивление двухпроводного фидера в среднем равно 400—600 ом. Поэтому, если не предусмотрены меры по согласованию антенной системы, то фидер работает при наличии стоячих волн, что нежелательно.

В качестве согласующего элемента можно использовать четвертьволновую линию или индуктивный шлейф, как показано на фиг. 7.4. Такой способ согласования целесообразен при работе антенны на фиксированной волне, так как при частой смене волн настройка индуктивным шлейфом значительно усложняет эксплуатацию антенны.

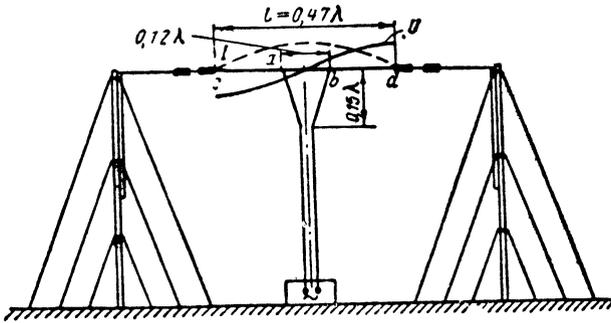
Широкое распространение получил способ параллельного питания симметричного полуволнового вибратора, позволяющий без дополнительных элементов согласовать фидер с антенной на фиксированной волне. В этой конструкции (фиг. 7.5) вибратор длиной

$l=0,47\lambda$ (с учетом эффекта «укорочения») не имеет промежуточного изолятора. В средней точке вибратора, где имеются пучность тока и узел напряжения ($U=0$), активная составляющая входного сопротивления $R_{вх}=0$, а в крайних точках вибратора c, d , где существуют пучность напряжения и узел тока, при $\rho_a=800 \text{ ом}$

$$R_{вх} = \frac{\rho_a^2}{R_{\Sigma \Pi}} = \frac{800^2}{73,1} = 8750 \text{ ом},$$

что значительно больше волнового сопротивления фидера ρ_{ϕ} .

Следовательно, на вибраторе можно найти такие симметричные точки a, b , в которых активная составляющая входного сопротив-



Фиг. 7.5. Схема параллельного питания симметричного вибратора.

ления $R_{вх} = \rho_{\phi}$. К этим точкам вибратора и следует подключить фидер.

Для согласования необходимо также, чтобы реактивная составляющая сопротивления вибратора между точками a и b была равна нулю. В выполнении этого условия можно убедиться, если учесть, что между a и b параллельно включены две части вибратора, из которых одна — внутренняя — эквивалентна короткозамкнутой линии длиной $x = \frac{ab}{2}$ с реактивным входным сопротивлением $j\rho_a \operatorname{tg} \alpha x$, а другая — внешняя — эквивалентна разомкнутой линии длиной $ca = bd = \frac{\lambda}{4} - x$ с реактивным входным сопротивлением

$$-j\rho_a \operatorname{ctg} \left[\alpha \left(\frac{\lambda}{4} - x \right) \right] = -j\rho_a \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi}{2} - \alpha x \right) = -j\rho_a \operatorname{tg} \alpha x.$$

При таких размерах линий реактивная составляющая входного сопротивления вибратора между $a-b$

$$x_{вх} = \frac{(j\rho_a \operatorname{tg} \alpha x) (-j\rho_a \operatorname{tg} \alpha x)}{j\rho_a \operatorname{tg} \alpha x - j\rho_a \operatorname{tg} \alpha x} = \frac{-\rho_a^2 \operatorname{tg}^2 \alpha x}{0} = \infty,$$

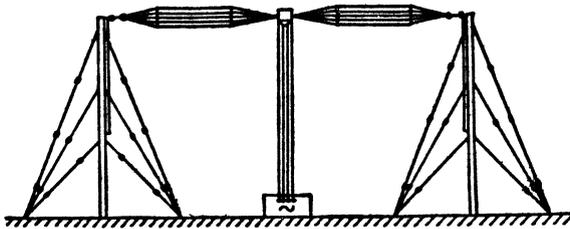
что означает параллельный резонанс. При параллельном резонансе входное сопротивление вибратора имеет чисто активный характер, и его можно подсчитать по формуле

$$R_{\text{вх}} = \frac{\rho_a^2}{R_{\Sigma \Pi}} \sin^2 \alpha x = \frac{\rho_a^2}{73,1} \sin^2 \alpha x.$$

Если $x = \frac{\lambda}{4}$, то

$$R_{\text{вх}} = \frac{\rho_a^2}{R_{\Sigma \Pi}} \sin^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{4} \right) = \frac{\rho_a^2}{R_{\Sigma \Pi}} = \frac{\rho_a^2}{73,1}.$$

Это согласуется с формулой, приведенной выше.



Фиг. 7.6. Диполь Надененко.

На фиг. 7.5 указаны размеры элементов схемы, рекомендуемые на основе опыта эксплуатации вибратора в диапазоне волн $\lambda = 10 \div 100$ м.

В коротковолновом диапазоне симметричный вибратор наиболее широко применяется в форме *диполя Надененко* (фиг. 7.6). Так называется предложенная С. И. Надененко конструкция горизонтального симметричного вибратора, выполненного в виде параллельных проводов, расположенных по образующим цилиндра радиусом 0,25—1 м. Увеличение диаметра вибратора приводит к уменьшению его волнового сопротивления до 250—300 ом, а это сглаживает изменения активной и реактивной составляющих входного сопротивления вибратора при расстройке.

Если питание к диполю Надененко подводится четырехпроводным фидером, имеющим пониженное волновое сопротивление ($\rho_{\Phi} = 200 \div 300$ ом) по сравнению с двухпроводным фидером, то можно, не применяя дополнительных согласующих элементов, обеспечить в фидере коэффициент бегущей волны порядка 0,45—0,5 в большей части диапазона волн $\lambda = (0,8 \div 2)l$. Следовательно, диполь Надененко является диапазонной антенной. В случае подвода питания к диполю двухпроводным фидером необходим дополнительный согласующий элемент в виде промежуточной экспоненциальной линии.

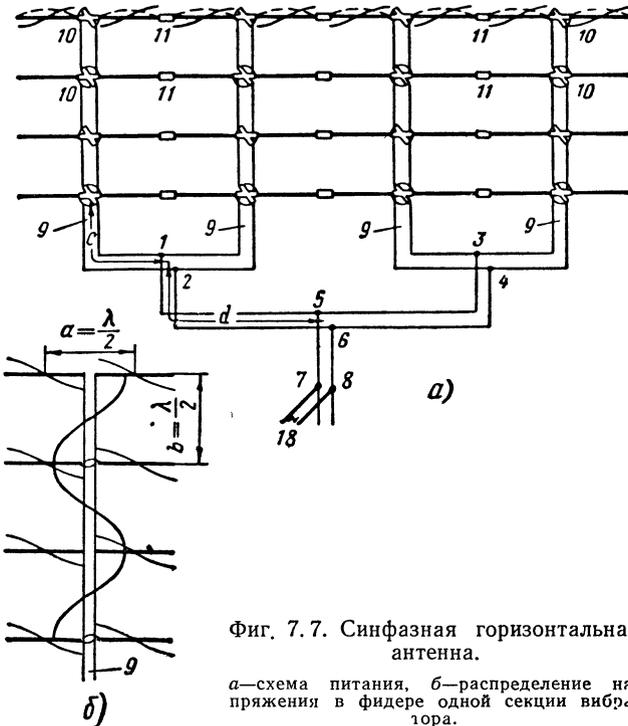
Цилиндры диполя образуют 6—8 проводов, монтируемых на кольцах из оцинкованной железной проволоки. Для того чтобы

ослабить увеличение распределенной емкости вибратора по мере приближения к фидеру, провода вибратора по краям его половин собирают в жгуты. Это облегчает согласование фидера с вибратором. Соединяют их непосредственно или через промежуточную линию, выполняющую роль снижения антенны. Линия снижения может служить элементом согласования фидера с вибратором.

В соответствии с ГОСТ 6497—53 и 8025—56 диполь Надененко обозначают, например, ВГД $\frac{20}{15}$ 2, т. е. «Вибратор горизонтальный диапазонный с длиной одного плеча 20 м, со средней высотой подвеса над землей 15 м и диаметром вибратора 2 м».

§ 4. СИНФАЗНАЯ ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ АНТЕННА

Синфазная горизонтальная антенна (фиг. 7.7) относится к группе настроенных остронаправленных антенн. Обозначается антенна $СГ \frac{n}{p}$, что означает: синфазная горизонтальная антенна,



Фиг. 7.7. Синфазная горизонтальная антенна.

а—схема питания, б—распределение напряжения в фидере одной секции вибратора.

имеющая n этажей, в каждом из которых находится p полуволновых вибраторов. При наличии рефлектора обозначение дополняется буквой Р ($СГ \frac{n}{p}$ -Р).

Схема и конструкция

Конструкция синфазной горизонтальной антенны должна удовлетворять следующим требованиям.

Необходимо обеспечить надежное крепление всей системы вибраторов. Вибраторы по возможности должны занимать в пространстве горизонтальное положение (не провисать), а их взаимное расположение должно строго фиксироваться (расстояние между этажами $b = \frac{\lambda}{2}$ и между центрами вибраторов по горизонтали $a = \frac{\lambda}{2}$).

Вибраторы должны быть тщательно изолированы друг от друга и от земли.

Необходимо обеспечить возбуждение всех вибраторов в фазе и с равной амплитудой тока.

Механическое крепление вибраторов должно быть увязано с системой питания антенны (см. фиг. 7.7, а).

Фидер от генератора в точках 5—6 разветвляется на две линии, каждая из которых в точках 1—2, 3—4 подключается к двухпроводным линиям 9, непосредственно подводящим питание к вибраторам.

Так как каждый вибратор имеет электрическую длину в полволны, то в точках подключения линии к вибраторам находятся пучность напряжения и узел тока, а следовательно, в данном случае входное сопротивление вибратора велико и больше, волнового сопротивления линии. В результате в линии 9 наряду с бегущими волнами возникают стоячие.

Как видно из фиг. 7.7, б, одноименные вибраторы соседних этажей подключаются к противоположным проводам линии питания. Поскольку расстояние между этажами $b = \frac{\lambda}{2}$, стоячие волны в линии питания обеспечивают синфазное возбуждение вибраторов. Для облегчения согласования антенной системы длина участков фидера от сечений 1—2, 3—4 до сечения 5—6 (фиг. 7.7, а) должна быть одинаковой и кратной $\lambda/2$. Согласование основного фидера с антенной производится индуктивным шлейфом 18.

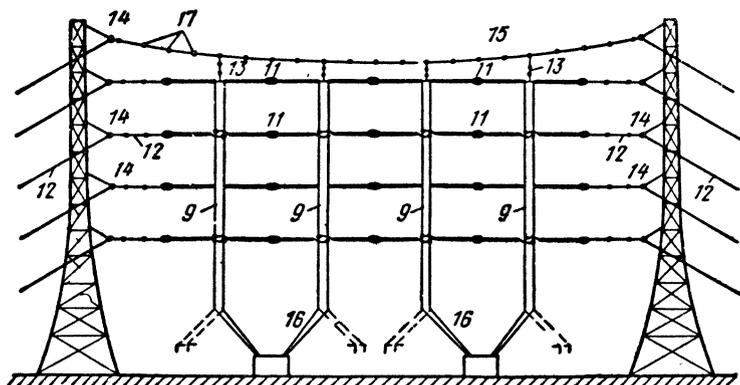
Основой для крепления антенны являются свободно стоящие металлические башни или деревянные мачты с оттяжками (фиг. 7.7, 7.8). Вибраторы каждого этажа механически соединяются между собой изоляторами 10, 11, причем изоляторы 10 имеют специальную (крестообразную) форму, позволяющую фиксировать взаимное расположение проводов линии 9 и получить перекрещивание в схеме питания для синфазного возбуждения вибраторов. Крайние вибраторы каждого этажа соединяются со стальными тросами 12, которые через блоки 14 создают натяжение соответствующего ряда вибраторов.

В многовибраторных антеннах этого обычно недостаточно для того, чтобы исключить провисание горизонтальных проводов. В таких случаях конструкцию дополняют верхним стальным тросом 15, называемым леером, к которому через вертикальные тросы 13 под-

вешиваются линии питания 9. Снизу эти линии прикрепляются к тросам 16, которые, так же как тросы 12, натягиваются через блоки.

Для компенсации емкости изоляторов между вибраторами последние дополнительно укорачивают. Обычно длина вибратора меньше половины длины волны на 3—8%.

Вибраторы и линии питания должны быть тщательно изолированы от тросов. Кроме того, тросы необходимо разбить на неболь-



Фиг. 7.8. Крепление полотна вибраторов синфазной горизонтальной антенны.

шие участки с целью исключения паразитного резонанса. Для этого предназначены изоляторы 17.

Таким образом, многовибраторная антенна конструктивно представляет собой жесткую систему, которую в соответствии с ее внешним видом называют *полотном* или *решеткой вибраторов*.

Рефлектор антенны является полной аналогией собственно антенны. Полотно рефлектора (не показанное на фиг. 7.8) расположено параллельно полотну антенны на расстоянии $(0,2 \div 0,25)\lambda$ от него.

Основные электрические показатели

В § 3 гл. V показано, что сопротивление излучения многовибраторных антенн велико — от сотен до нескольких тысяч омов. Поэтому к. п. д. многовибраторных антенн высокий — не ниже 95% и приближается к 100%.

Одиночный полуволновый вибратор в пучности напряжения имеет входное сопротивление

$$R_{\text{вх}} = \frac{P_a^2}{R_{\Sigma \text{п}}}$$

а входное сопротивление всей антенны

$$R_{\text{вх}} = \frac{\rho_a^2}{R_{\Sigma a}}, \quad (7.2)$$

где $R_{\Sigma a}$ — сопротивление излучения антенны. Доказательство этого приведено в приложении IV.

Пример. Определить входное сопротивление антенны СГ $\frac{4}{8}$ Р.

Согласно табл. 7.1 для данной антенны $R_{\Sigma a} = 4359$ ом. Полагая далее, что $\rho_a = 800$ ом, находим входное сопротивление антенны

$$R_{\text{вх} a} = \frac{\rho_a^2}{R_{\Sigma a}} = \frac{800^2}{4359} = 146 \text{ ом.}$$

Обычно питание антенны производится двухпроводным фидером с волновым сопротивлением $\rho_{\text{ф}} = 600$ ом.

Входное сопротивление антенны, как видно из примера, отличается от волнового сопротивления основного фидера, а поэтому для создания режима бегущих волн в этом фидере (от генератора до сечения 7—8) необходимо включить согласующий элемент, каким в данном случае является короткозамкнутый шлейф 18.

Диаграмму направленности синфазной горизонтальной антенны в горизонтальной плоскости можно построить по уравнению

$$F(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin \varphi} \frac{\sin\left(p \frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)} 2 \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \sin \varphi\right). \quad (7.3)$$

Последний множитель, учитывающий влияние рефлектора, отличается от уравнения (5.37) тем, что $\cos \varphi$ заменен $\sin \varphi$, так как в данном случае отсчет угла φ производится от плоскости антенны, а в уравнении (5.37) — от перпендикуляра к этой плоскости.

Диаграмма направленности антенны в вертикальной плоскости описывается уравнением

$$F(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)} \sin\left(\frac{2\pi h}{\lambda} \cos \theta\right) \cdot 2 \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \sin \theta\right), \quad (7.4)$$

где h — средняя высота антенны (при ее вычислении следует иметь в виду, что нижний этаж антенны обычно находится над землей на уровне $\lambda/2$).

Анализ этих диаграмм дан в § 3 гл. V и иллюстрируется фиг. 5.22, 5.23. Здесь подчеркнем лишь, что синфазная горизонтальная антенна имеет значительно большее направленное действие, чем антенны, рассмотренные выше. Коэффициент направлен-

ного действия синфазных многовibratorных антенн, применяемых на практике, достигает $D=400$, но принципиально этот коэффициент может быть еще более высоким.

В табл. 7.1 приведены сопротивления излучения $R_{\Sigma a}$, коэффициенты усиления G' , рассчитанные относительно полуволнового vibratorа ($G'=D\eta_a/1,64$), ширина диаграммы направленного действия в горизонтальной плоскости ($2\varphi'$) и в вертикальной плоскости ($2\theta'$), углы наклона главного максимума диаграммы δ_{\max} и диапазон использования синфазных горизонтальных антенн $\Delta\lambda$. Таблица составлена согласно ГОСТ 6255—52. Данные таблицы подтверждают, что:

Таблица 7.1

Данные синфазно-горизонтальных антенн

Тип антенны ($\text{СГ} \frac{n}{p} \text{P}$)	$R_{\Sigma a}$ ом	D	G'	$2\varphi'$ град.	$2\theta'$ град.	δ_{\max} град.	$\Delta\lambda$
$\text{СГ} \frac{1}{4} \text{P}$	514	43	26	28	32	30	—
$\text{СГ} \frac{2}{4} \text{P}$	1117	60	37	28	20	17	$(0,9 \div 1,2)\lambda_0$
$\text{СГ} \frac{2}{8} \text{P}$	2300	116	71	12	20	17	$(0,9 \div 1,2)\lambda_0$
$\text{СГ} \frac{4}{8} \text{P}$	4359	262	160	12	10	9	$(0,95 \div 1,08)\lambda_0$
$\text{СГ} \frac{6}{8} \text{P}$	6705	375	211	12	7	7	$(0,96 \div 1,05)\lambda_0$

— с увеличением числа vibratorов сопротивление излучения антенны значительно увеличивается;

— с увеличением числа vibratorов, а следовательно, и площади антенны увеличиваются коэффициенты направленного действия и усиления;

— ширина угла диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости $2\theta'$ и угол наклона максимального луча δ_{\max} зависят от числа этажей n и не зависят от числа vibratorов p в этаже;

— ширина угла диаграммы направленности антенны в горизонтальной плоскости $2\varphi'$ определяется числом vibratorов p в этаже и не зависит от числа этажей n .

Влияние земли на диаграмму направленности горизонтальной синфазной антенны таково, что коэффициент направленного действия D увеличивается в 2 (при большом числе этажей) и даже в 3,5 раза (для одноэтажной антенны). Если бы земля обладала идеальной проводимостью, то коэффициент направленного дей-

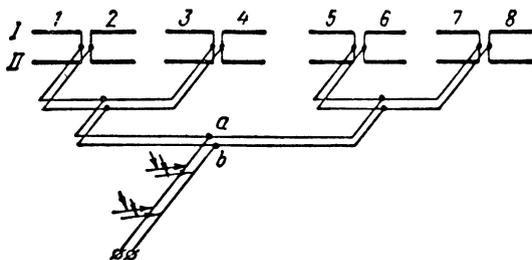
вия, как и излучаемая мощность, увеличился бы в 4 раза. В табл. 7.1 приведены значения D с учетом влияния земли.

Рабочий диапазон синфазной антенны очень узкий. С отклонением частоты от резонансной происходит расстройка каждого вибратора вследствие изменения его электрической длины, нарушается работа рефлектора из-за изменения отношения расстояния между антенной и рефлектором к длине волны и, наконец, нарушается нормальное распределение напряжения в питающем фидере из-за изменения электрической длины его участков между вибраторами. Все это приводит к резкому искажению диаграммы направленности антенны и понижению к. п. д. питающей линии. По мере увеличения числа этажей в антенне границы допустимого отклонения рабочей длины волны от номинальной λ_0 все более сокращаются и достигают $\pm 5\%$.

Резонансные свойства и трудности фазирования синфазных горизонтальных антенн значительно ограничивают область их применения:

§ 5. АНТЕННА КРАТНЫХ ВОЛН

Антенна кратных волн, предложенная С. И. Надененко, относится к группе остронаправленных. Условно антенну кратных волн можно считать диапазонной. Она обозначается $КГ \frac{n}{p} P$ и так же, как антенна $СГ \frac{n}{p} P$, состоит из n этажей, в каждом из которых имеется p горизонтальных вибраторов, возбуждаемых синфазно.

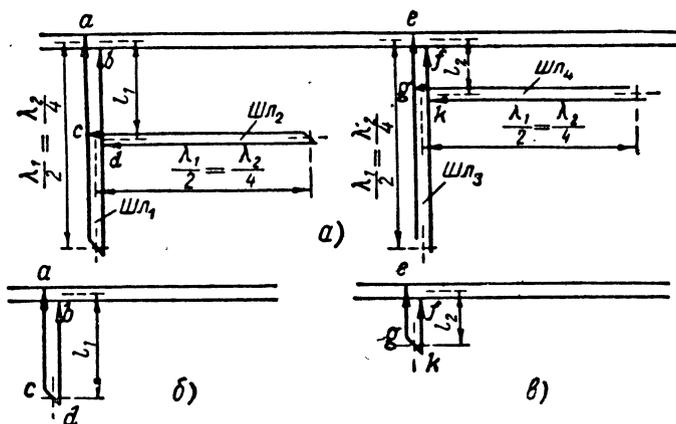


Фиг. 7.9. Антенна кратных волн.

I и *II*—этажи, 1—8—вибраторы.

Если в антенне $СГ$ пути тока от магистрального (основного) фидера только до каждой секции равны между собой, то в антенне $КГ$ соблюдается равенство участков фидера от общей точки разветвления a, b (фиг. 7.9) вплоть до каждого вибратора. Благодаря этому все вибраторы независимо от длины волны возбуждаются синфазно, тогда как в антенне $СГ$ при отклонении частоты от номинальной нарушаются нормальное распределение тока в линии питания секции и как следствие — синфазное возбуждение вибраторов.

Имея в виду, что симметричный вибратор сохраняет направленные свойства в сравнительно широком диапазоне волн, можно синфазную антенну, предложенную С. И. Надененко, использовать как диапазонную, если обеспечить согласование антенны и фидера во всем диапазоне волн. Такое согласование сначала удалось получить только для двух кратных волн λ_1 и $\lambda_2 = 2\lambda_1$, из которых одна (λ_1) использовалась в качестве дневной волны, а другая (λ_2) — ночной. Отсюда и название — антенна кратных волн.



Фиг. 7. 10. Схема согласования антенного фидера на две кратные волны $\lambda_2 = 2\lambda_1$.

В дальнейшем были предложены схемы настройки антенны на две произвольные волны в пределах диапазона вибратора.

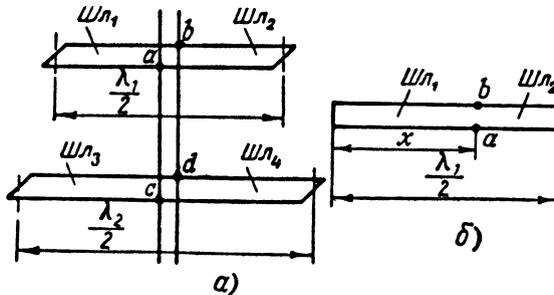
На фиг. 7. 10, *a* изображена схема настройки фидера на две кратные волны λ_1 и $\lambda_2 = 2\lambda_1$. В схеме имеются два короткозамкнутых шлейфа Шл₁ и Шл₂ длиной $\frac{\lambda_1}{2} = \frac{\lambda_2}{4}$ каждый и два разомкнутых шлейфа Шл₃ и Шл₄ такой же длины.

Учитывая свойства короткозамкнутых и разомкнутых четвертьволновых и полуволновых линий, можно утверждать следующее. Для волны λ_1 шлейф Шл₄ в точках *g, k* имеет бесконечно большое входное сопротивление, а поэтому он не оказывает никакого влияния на шлейф Шл₃, который между точками *e—f* также обладает бесконечно большим сопротивлением. Короткозамкнутый шлейф Шл₂ на волне λ_1 имеет входное сопротивление (между *c—d*), равное нулю, вследствие чего шлейф Шл₁ оказывается замкнутым накоротку при длине l_1 . Поэтому, изменяя место включения (*c—d*) шлейфа Шл₂ и положение шлейфа Шл₁ (*a—b*) на магистральном фидере, можно настроить фидер на бегущую волну при длине волны λ_1 (фиг. 7. 10, *b*).

Если же антенна работает на волне λ_2 , то, наоборот, шлейфы Шл₁ и Шл₂ в настройке не участвуют, так как их входное сопро-

тивление (соответственно в $c-d$ и $a-b$) бесконечно велико, а шлейф Шл₄ в $g-k$ замыкает накоротко шлейф Шл₃. Следовательно, изменяя положение шлейфа Шл₃ на магистральном фидере и место соединения шлейфов Шл₃ и Шл₄ (длину l_2), можно согласовать фидер с антенной на волне λ_2 (фиг. 7.10, в).

На фиг. 7.11, а изображена схема настройки антенны на произвольные волны λ_1 и λ_2 . К основному фидеру в сечении $a-b$ включены две короткозамкнутые линии, имеющие общую длину, равную или кратную $\lambda_1/2$. Аналогичные линии общей длиной, равной или кратной $\lambda_2/2$, включены в сечение фидера $c-d$. При такой



Фиг. 7.11. Схема согласования антенного фидера на две произвольные волны λ_1 и λ_2 .

схеме общее входное сопротивление шлейфов Шл₁ и Шл₂ в точках $a-b$ для волны λ_1 равно бесконечности (фиг. 7.11, б).

Действительно, если шлейф Шл₁ имеет длину x , то длина шлейфа Шл₂ равна $\frac{\lambda_1}{2} - x$ и входное сопротивление шлейфов Шл₁ и Шл₂ соответственно

$$Z_{\text{вх1}} = j\rho \operatorname{tg} \alpha x = j\rho \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda_1} x,$$

$$Z_{\text{вх2}} = j\rho \operatorname{tg} \alpha \left(\frac{\lambda_1}{2} - x \right) = j\rho \operatorname{tg} \left(\frac{2\pi}{\lambda_1} \cdot \frac{\lambda_1}{2} - \frac{2\pi}{\lambda_1} x \right) = -j\rho \operatorname{tg} \frac{2\pi x}{\lambda_1},$$

а общее входное сопротивление

$$Z_{\text{вх}} = \frac{Z_{\text{вх1}} \cdot Z_{\text{вх2}}}{Z_{\text{вх1}} + Z_{\text{вх2}}} = \frac{\rho^2 \operatorname{tg}^2 \left(\frac{2\pi x}{\lambda_1} \right)}{j\rho \operatorname{tg} \left(\frac{2\pi}{\lambda_1} x \right) - j\rho \operatorname{tg} \left(\frac{2\pi}{\lambda_1} x \right)} = \infty,$$

т. е. шлейфы Шл₁ и Шл₂ не оказывают никакого влияния на настройку антенной системы на волне λ_1 . Тогда, очевидно, шлейфы Шл₃ и Шл₄ не участвуют в настройке на волне λ_2 .

Вместе с тем на волне λ_2 входные проводимости шлейфов Шл₁ и Шл₂ не компенсируют друг друга, а поэтому, изменяя соотношение между их длиной при неизменной общей длине, можно полу-

чить необходимое реактивное сопротивление, которое при правильном расположении ($a-b$) шлейфов на фидере обеспечит настройку его на бегущую волну.

Аналогично производится согласование антенной системы на волне λ_1 при помощи шлейфов Ш₃ и Ш₄.

Основными недостатками антенны кратных волн являются: возможность одновременной настройки только на две волны, усложнение конструкции антенны за счет специфической схемы питания вибраторов и неустойчивость в работе. Все это исключает возможность увеличения числа этажей n свыше двух — четырех. В результате ухудшается направленность антенны в вертикальной плоскости.

§ 6. АНТЕННА МИНЦА

Антенна Минца была разработана для применения в коротковолновой радиовещательной станции мощностью 150 квт.

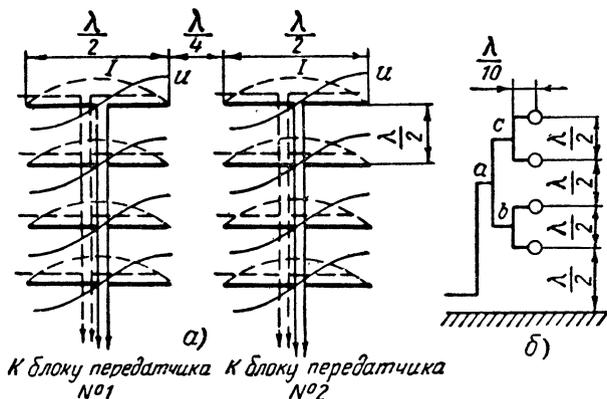
Антенны коротковолновых радиовещательных станций отличаются от антенн, предназначенных для дальней профессиональной радиосвязи. Эти отличия определяются тем, что радиовещательные антенны должны быть рассчитаны на очень большую мощность и слабонаправленное излучение (радиовещательные станции обслуживают сектор шириной не менее 30°).

Здесь возникает противоречие: слабая направленность антенны возможна лишь при малом количестве вибраторов, а большая мощность в антенне требует увеличения их. Противоречия усугубляются тем, что с уменьшением количества вибраторов в антенне уменьшается сопротивление излучения, а следовательно, увеличиваются ток и напряжение в каждом вибраторе. В результате возникает опасность перенапряжения.

В антенне Минца (фиг. 7. 12) трудности осуществления коротковолновой антенны для мощного радиовещания разрешаются следующим образом. Имеются две одинаковые полуантенны, к каждой из которых от отдельных блоков передатчика подводится половина общей мощности станции. Полуантенна монтируется на отдельной металлической башне, вдоль которой в четыре этажа размещаются четыре активных полуволновых вибратора и четыре полуволновых вибратора пассивного рефлектора. Расстояние между активными и соответствующими пассивными вибраторами равно $0,2\lambda$. Полуантенны размещают рядом с таким расчетом, чтобы их активные (и соответственно пассивные) вибраторы находились в одной плоскости при расстоянии между центрами вибраторов $\frac{3}{4}\lambda$. Все вибраторы антенны возбуждаются в фазе.

Конструктивно вибраторы оформляют в виде алюминиевых цилиндров диаметром 1 м, разрезанных в середине для подвода питания к вибраторам в пучности тока. Это позволяет уменьшить напряжение на изоляторах, предназначенных для конструктивного соединения половин вибраторов и крепления их к опоре. Синфаз-

ное возбуждение вибраторов в антенне Минца осуществляется по такому же принципу, как в антеннах кратных волн. Питание от точек c , b к вибраторам подводится фидером с волновым сопротивлением $\rho_{\phi}=200 \text{ ом}$. На участках $a-c$ и $a-b$ используются отрезки фидера с волновым сопротивлением $\rho_{\phi}=100 \text{ ом}$. Таким образом, обеспечивается согласование фидеров в точках c , b . Вибраторы согласуются с питающим фидером также без дополнительных элементов. Это достигается тем, что сопротивление излучения одиночного полуволнового вибратора, отнесенное к пучности тока



Фиг. 7. 12. Антенна Минца (а) и схема ее питания (б).

(равное $73,1 \text{ ом}$), дополняется за счет сопротивления, вносимого другими вибраторами, до величины волнового сопротивления фидера (200 ом).

При синфазном возбуждении вибраторов антенна позволяет получить требуемую диаграмму направленности, которая в горизонтальной плоскости имеет ширину основного лепестка порядка 35° .

Большой диаметр вибраторов способствует резкому увеличению их погонной емкости, что в совокупности с принципом сложения мощности в пространстве позволяет избежать перенапряжений в антенне при относительной простоте ее конструкции и схемы.

На станции Московского радиовещательного центра имеются отдельные антенны для дневной и ночной волн. Во второй антенне в отличие от синфазной антенны дневной волны имеются только два этажа полуволновых вибраторов.

§ 7. РОМБИЧЕСКАЯ АНТЕННА

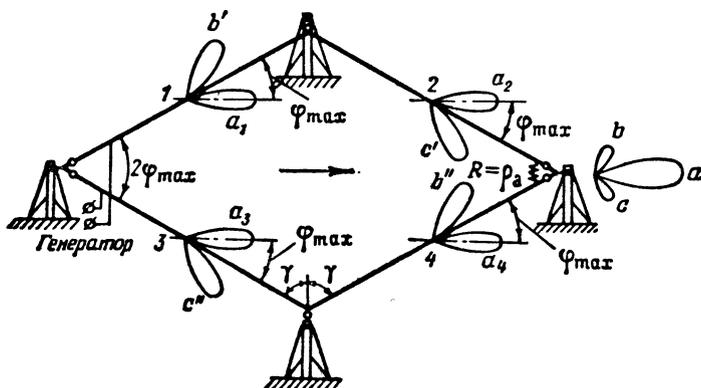
Ромбическая антенна в отличие от антенн СГ и КГ может работать в широком и притом непрерывном диапазоне волн.

Для осуществления остронаправленной диапазонной антенны необходимо разрешить две задачи: обеспечить без перестройки

согласование всех элементов антенно-фидерной системы во всем диапазоне волн; сохранить постоянными направление максимального действия антенны, а по возможности и всю диаграмму направленности при изменении длины волн.

Эти задачи могут быть успешно решены, если во всей антенной системе, создать режим бегущих волн. Ромбическая антенна относится именно к такому типу антенн с бегущей волной тока.

Ромбическая антенна, изображенная на фиг. 7.13, состоит из четырех горизонтальных проводов: 1, 2, 3, 4, образующих стороны



Фиг. 7.13. Принципиальная схема ромбической антенны.

ромба. Генератор подключается к началу проводов 1 и 3 при помощи фидера, волновое сопротивление которого равно волновому сопротивлению антенны:

$$\rho_{\phi} = \rho_a = (600 \div 700) \text{ ом.}$$

Концы проводов 2 и 4 замкнуты на активное сопротивление $R = \rho_a$. Таким образом, во всей антенной системе создается режим бегущих волн.

Ромбическая антенна обозначается так: РГ $\frac{\gamma}{l'}$ h' , где γ — половина тупого угла ромба в градусах, $l' = \frac{l}{\lambda_0}$ и $h' = \frac{h}{\lambda_0}$ — соответственно длина одного провода и высота подвеса антенны, выраженные через длину волны λ_0 , при которой антенна имеет наиболее выгодные параметры.

Каждый провод антенны, как было доказано в § 4 гл. V, создает излучение, максимум которого направлен под углом φ_{\max} к проводу, причем

$$\cos \varphi_{\max} = 1 - \frac{\lambda}{2l}. \quad (5.42)$$

Если острый угол ромбической антенны равен $2\varphi_{\max}$, то основные лепестки (a_1, a_2, a_3, a_4) диаграммы направленности всех четырех проводов совпадают по форме и направлению. Это показывает, что ромбическая антенна обладает направленным действием, максимум которого совпадает с направлением большой диагонали ромба.

Как видно из формулы (5.42), при достаточно большой длине провода ($l > 4\lambda$) изменение длины волны не изменяет существенно угол φ_{\max} , а следовательно, направление максимального излучения ромбической антенны сохраняется постоянным в широком диапазоне волн.

В ромбической антенне исключено увеличение напряжения и тока на отдельных участках провода, которое получается в антеннах с использованием стоячей волны тока. Отсюда — дополнительное преимущество ромбической антенны в возможности значительного увеличения мощности излучения по сравнению с другими антеннами. Ромбическая антенна очень проста и удобна в эксплуатации, имеет малую высоту. Вместе с тем по направленным свойствам ромбическая антенна уступает антеннам СГ и КГ.

Наличие боковых лепестков в диаграмме направленности антенны выражено в еще большей степени, чем в диаграмме направленности отдельных проводов. На фиг. 7.13 видно, что даже основные лепестки (b', b'', c', c'') диаграммы направленности отдельных проводов ромба образуют боковые лепестки (b, c) в диаграмме направленности всей антенны. На излучение в боковых направлениях бесполезно затрачивается много энергии, поэтому коэффициент направленного действия ромбической антенны обычных размеров не превышает 125—150.

Существенным недостатком ромбической антенны является ее низкий к. п. д., обусловленный тем, что часть энергии, поступающей от генератора, поглощается в сопротивлении нагрузки R и не расходуется на излучение.

Низкий к. п. д. описанных ромбических антенн, который не превышает 75—80%, а в среднем равен 60—70%, и сравнительно малый коэффициент направленного действия определяют относительно низкий коэффициент усиления антенны.

Для получения максимального излучения под углом наклона к земной поверхности δ должно соблюдаться условие

$$\sin(\alpha h \sin \delta) = 1 \text{ или } \alpha h \sin \delta = \frac{\pi}{2}.$$

Это соответствует

$$h = \frac{\pi}{2\alpha \sin \delta} = \frac{\lambda_0}{4 \sin \delta}$$

или

$$h' = \frac{h}{\lambda_0} = \frac{1}{4 \sin \delta}.$$

Оптимальный угол δ зависит от протяженности линии связи. При связи на расстоянии порядка 900 км рекомендуется устанавливать $\delta = 30^\circ$, а

$$h' = \frac{1}{4 \sin 30^\circ} = 0,5 \quad \text{или} \quad h = 0,5\lambda_0.$$

На длинных магистральных линиях (больше 1500 км) следует выбирать $\delta = 15^\circ$, а

$$h' = \frac{1}{4 \sin 15^\circ} = 1 \quad \text{или} \quad h = \lambda_0,$$

Наиболее выгодные значения длины провода l и угла γ ромбической антенны устанавливают согласно уравнениям диаграммы направленности всей антенны, которые здесь не приводятся. Поэтому будем ссылаться на исходные диаграммы направленности одного провода (стороны) ромба. С увеличением длины провода l не только расширяется рабочий диапазон антенны, но и уменьшается ширина диаграммы направленности провода $2\varphi'$, а следовательно, увеличивается коэффициент усиления всей антенны. Действительно, если при $\frac{l}{\lambda} = l' = 1$ угол $2\varphi' = 60^\circ$ (см. фиг. 5. 29, а), то при $l' = \frac{l}{\lambda} = 1,5$ угол $2\varphi' = 30^\circ$ (фиг. 5. 29, б), а при $l' = 3$ угол $2\varphi' = 19^\circ$ (фиг. 5. 29, в).

На практике применяют антенны, имеющие размер l не больше $6 \div 8\lambda_0$, так как дальнейшее удлинение проводов приводит к чрезмерному увеличению габаритов антенны, а коэффициент усиления при этом повышается незначительно. Верхний предел длины провода антенны относится к линиям связи большой протяженности, так как с увеличением l уменьшается угол наклона луча в вертикальной плоскости. Угол γ можно определить исходя из известного угла φ_{\max} (фиг. 7. 13), учитывая геометрические свойства ромба

$$4\gamma = 360^\circ - 4\varphi_{\max},$$

откуда

$$\gamma = 90^\circ - \varphi_{\max}.$$

Согласно диаграммам направленности при $l' = 1$ угол $\varphi_{\max} = 50^\circ$, а следовательно,

$$\gamma = 90^\circ - \varphi_{\max} \approx 40^\circ.$$

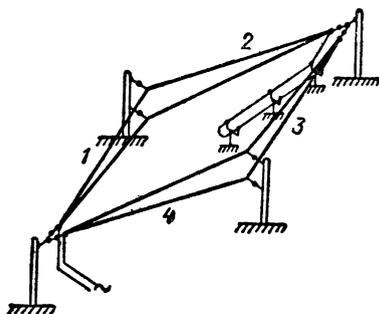
Если $l' = 1,5$, то угол $\varphi_{\max} = 40^\circ$, а $\gamma = 50^\circ$; при $l' = 3$ углы $\varphi_{\max} = 29^\circ$, а $\gamma = 61^\circ$. Эти данные приведены без учета затухания в проводах антенны. Если же учесть затухание, то оказывается, что направления максимумов излучения приближаются к проводу, т. е. φ_{\max} становится меньше, а угол γ — больше.

Для магистральных линий связи протяженностью 900 км Г. З. Айзенберг рекомендует $\gamma = 60^\circ$, $l = 2\lambda_0$ и $h = 0,5\lambda_0$, т. е. уста-

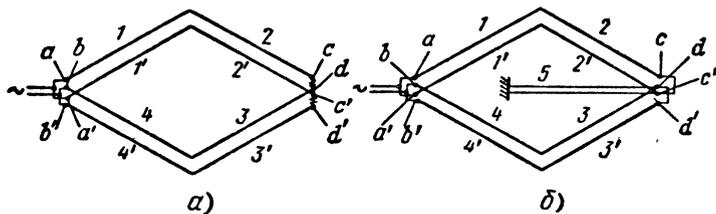
навливать на них антенну РГ $\frac{60}{2} 0,5$, а при длине линии связи свыше 1500 км — антенну

$$\text{РГ} \frac{65}{4} 1 (\gamma = 65^\circ, l = 4\lambda_0 \text{ и } h = \lambda_0).$$

Обычно простая ромбическая антенна осуществляется таким образом, что каждая сторона ромба образуется двумя проводниками, которые расходятся к вершине тупого угла и сходятся у вершины острого (фиг. 7.14). Это позволяет компенсировать уменьшение погонной емкости антенны, обусловленное удалением проводов 1—4 и 2—3 друг от друга, и таким образом сохранить постоянным волновое сопротивление антенны по ее длине. Поглощающим сопротивлением в передающих антеннах служит линия, изготовленная из хромоалюминиевой проволоки (фехрала) или стальной («железная линия»). Поглощающая линия имеет большую длину (сотни метров) и располагается вдоль большой диагонали ромба. Выбор материала и размеров поглощающего сопротивления определяется большой мощностью, рассеиваемой в нем, которая соизмерима с излучаемой мощностью.



Фиг. 7.14. Конструктивное оформление простой ромбической антенны.



Фиг. 7.15. Двойная ромбическая антенна Г. З. Айзенберга.

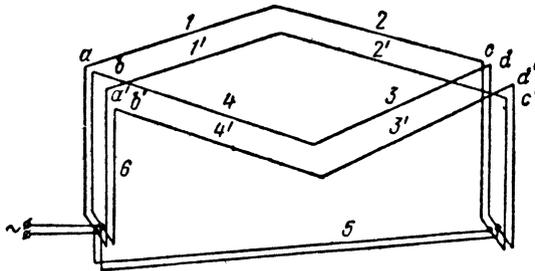
Ввиду отмеченных недостатков ромбической антенны необходимо было ее усовершенствовать.

Г. З. Айзенберг, которому принадлежит заслуга в детальном исследовании ромбических антенн, предложил схему двойной ромбической антенны, обозначаемой РГД $\frac{\gamma}{l'} h'$.

Эта антенна состоит из двух одинаковых ромбических антенн 1, 2, 3, 4 и 1', 2', 3', 4', которые включены параллельно у входных зажимов $a-b$, $a'-b'$ (фиг. 7.15, а) и смещены в горизонтальной

плоскости. Для упрощения конструкции провода $2-2'$ и $3-3'$ у точек $c-d$ и $c'-d'$ также соединяют между собой параллельно для использования одного общего поглощающего сопротивления 5 (фиг. 7. 15, б). Расстояние между одноименными проводами двойной ромбической антенны подбирают с таким расчетом (около $0,8\lambda_0-\lambda_0$), чтобы уменьшить излучение за пределами основного лепестка диаграммы направленности. Это позволяет значительно увеличить коэффициент усиления антенны.

Дальнейшее принципиальное усовершенствование ромбических антенн было сделано М. С. Нейманом, предложившим использовать в антенне обратную связь (фиг. 7. 16) для увеличения ее к. п. д.



Фиг. 7. 16. Ромбическая антенна с обратной связью.

Низкий к. п. д. — основной недостаток описанных схем ромбической антенны, обусловленный большими потерями в поглощающем сопротивлении. В антенне с обратной связью это сопротивление заменено фидером 5 , который соединяет выход ромбов $c-d$, $c'-d'$ с их соответствующим входом $a-b$, $a'-b'$. Фидер 5 должен иметь такую длину, чтобы замкнутый путь тока от входа ромба $a-b$ к его выходу $c-d$ и далее через обратный фидер 5 и прямой фидер 6 к входным зажимам антенны был равным или кратным длине волны.

Это необходимо для того, чтобы напряжение обратной связи, снимаемое с фидера 5 , совпадало по фазе с входным напряжением антенны. Кроме того, волновое сопротивление фидера 5 должно быть равно волновому сопротивлению параллельно включенных ромбов.

Если все элементы антенной системы согласованы между собой, то при соблюдении перечисленных условий к. п. д. антенны достигает $95-97\%$. Соответственно увеличивается и коэффициент усиления антенны.

Недостатком ромбической антенны, предложенной М. С. Нейманом, является ограничение ее диапазоновых свойств, связанное с необходимостью изменения длины фидера обратной связи при переходе с одной волны на другую. При использовании кратных

волн для дневной и ночной связи необходимые фазовые соотношения получают без изменения длины фидера обратной связи.

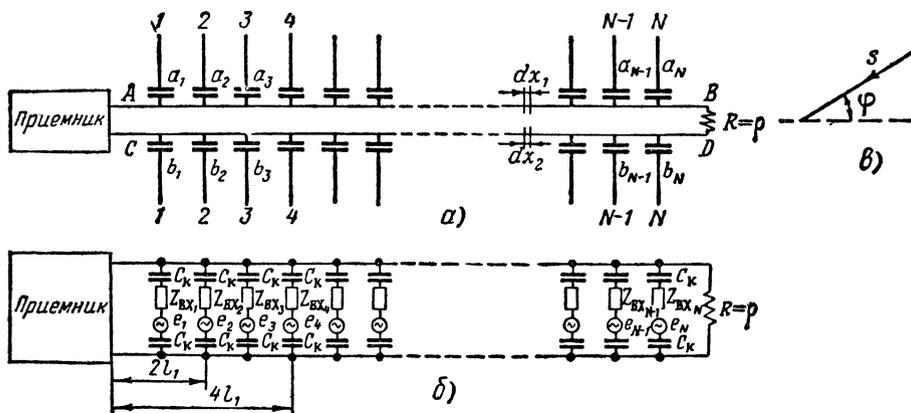
Волновое сопротивление одинарной ромбической антенны 600—700 ом. Поэтому между генератором и входом такой антенны включается открытая двухпроводная линия с волновым сопротивлением $\rho_{\text{ф}} = 600$ ом без согласующих элементов. Волновое сопротивление двойной ромбической антенны 300—350 ом. Поэтому в качестве главного фидера антенн РГД используется четырехпроводный 300-омный фидер. В ромбической антенне Неймана применяются экспоненциальные фидеры.

Диапазон рабочих волн для антенн РГ и РГД широкий: от $\lambda_{\text{min}} = (0,6 \div 0,8) \lambda_0$ до $\lambda_{\text{max}} = (1,5 \div 2) \lambda_0$. Дальнейшее расширение диапазона не рекомендуется, так как оно приводит к значительному изменению электрической длины сторон ромба, а следовательно, и коэффициента усиления антенны.

§ 8. ПРИЕМНЫЕ АНТЕННЫ КОРОТКОВОЛНОВОГО ДИАПАЗОНА

Антенна бегущей волны

Для приема коротких волн, как правило, применяются диапазонные антенны, в том числе горизонтальный симметричный вибратор, относящийся к слабонаправленным антеннам, ромбические антенны РГ и РГД и антенны бегущей волны, обладающие значительной направленностью.



Фиг. 7. 17. Антенна бегущей волны.

а—принципиальная схема, б—эквивалентная схема.

В целях упрощения конструкции приемных антенн иногда допускают наличие стоячих волн в фидере. Основанием для этого является то, что отсутствие согласования фидера с антенной не ухудшает в такой степени работу приемной антенны, как передающей. Пониженные требования к к. п. д. приемной антенны яв-

ляются причиной редкого применения для радиоприема ромба, включенного по схеме Неймана.

Антенна бегущей волны (фиг. 7. 17, а) состоит из двухпроводной линии AB , CD , которая в начале соединяется с входом приемника, а в конце замкнута на активное сопротивление, равное волновому сопротивлению линии $R=\rho$, и N симметричных вибраторов, подключенных к двухпроводной линии на равном расстоянии l_1 через конденсаторы C_k . Половина длины одного вибратора равна $l/2$. Антенна расположена горизонтально на высоте h над землей.

Одиночная антенна бегущей волны такого вида обозначается БЕ $\frac{N}{l} \frac{C_k}{l_1} h$, где БЕ означает „Бегущая емкостная“. Антенны бегущей

волны с емкостной связью, в которых для усиления направленности используются два параллельно включенных полотна, обозначаются БЕ2 $\frac{N}{l} \frac{C_k}{l_1} h$. Здесь h , l и l_1 выражены в метрах, а C_k в пикофарадах.

Электромагнитные волны, пересекая симметричные вибраторы $1, 2, 3 \dots N$, возбуждают в них соответственно э. д. с. $e_1, e_2, e_3 \dots e_N$. Поэтому в эквивалентной схеме антенны (см. фиг. 7. 17, б) вибраторы заменены источниками э. д. с. $e_1, e_2, e_3 \dots e_N$ с входными сопротивлениями $Z_{вх1}, Z_{вх2} \dots Z_{вхN}$ (между $a_1b_1, a_2b_2 \dots a_Nb_N$). Каждый источник э. д. с. вызывает в линии одну бегущую волну напряжения и тока в направлении к сопротивлению R , а другую — в направлении к приемнику. Так как $R=\rho$, то первая волна полностью поглощается в нагрузке и не имеет влияния на э. д. с. E_a , поступающую в приемник.

Расстояние между проводами линии значительно меньше длины волны. В связи с этим э. д. с., индуцируемые непосредственно в симметричных сечениях линии (например dx_1 и dx_2), равны по величине и по фазе, и так как они направлены навстречу друг другу, то линия не участвует в создании э. д. с. на входе приемника. Роль линии заключается лишь в том, чтобы подвести э. д. с. от всех вибраторов к приемнику, поэтому линия и называется *собирающей*.

Антенна бегущей волны имеет остронаправленное действие. Процесс появления э. д. с. E_a на входе приемника можно представить состоящим из возбуждения э. д. с. в вибраторах и распространения этой э. д. с. в виде бегущих волн по собирающей линии от вибраторов до входных зажимов приемника.

Допустим, что фазовая скорость электромагнитных волн одинакова как в собирающей линии, так и вне ее. Если при этом условии электромагнитная волна S приходит (см. фиг. 7. 17, в) со стороны сопротивления R и направлена вдоль линии ($\varphi=0^\circ$), то сначала э. д. с. e будет индуцироваться в вибраторе N , а когда

эта э. д. с. будет передана по линии к вибратору $N-1$, то в нем индуцируется дополнительная э. д. с., обусловленная электромагнитными волнами, которые распространяются независимо от линии. Теперь от вибратора $N-1$ по линии передается удвоенная э. д. с. $2e$, и когда она достигнет вибратора $N-2$, то на его зажимах появится э. д. с. $3e$, поскольку электромагнитные волны, идущие от передатчика, в этот момент пересекают вибратор $N-2$. Таким образом, каждый вибратор антенны усиливает волну напряжения, бегущую от нагрузки к приемнику, и э. д. с. всех вибраторов полностью суммируются на входе приемника.

Если же электромагнитная волна приходит с противоположного направления, то на входе приемника э. д. с. вибраторов суммируются не полностью, так как между ними возникает сдвиг по фазе. Этот сдвиг обусловлен, во-первых, тем, что электромагнитная волна сначала достигает вибратора 1 , затем $2, 3 \dots$ и последним — N , а во-вторых, тем, что бегущая волна приходит к приемнику от вибратора 1 с опережением по фазе относительно волны от вибратора 2 , а тем более от вибратора $3 \dots$ Вследствие суммарного фазового сдвига результирующая э. д. с. получается минимальной. Таким образом, если бы даже каждый вибратор не имел направленных свойств, то антенна бегущей волны все-таки была бы направленной. В действительности горизонтальный вибратор отличается направленными свойствами в горизонтальной плоскости, и это еще более способствует остронаправленному приему антенной бегущей волны.

Диаграмма направленности антенны в горизонтальной плоскости $F(\varphi)$ выражается произведением двух множителей, из которых первый учитывает направленные свойства одного симметричного вибратора в меридиональной плоскости согласно формуле (5.14), а второй — взаимодействие N ненаправленных вибраторов согласно формуле (5.43):

$$F(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi l}{\lambda} \sin \varphi\right) - \cos \frac{\pi l}{\lambda}}{\cos \varphi} \cdot \frac{\sin \left[\frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi) \right]}{\sin \left[\frac{\pi l_a}{N\lambda} (k - \cos \varphi) \right]}, \quad (7.5)$$

где $k = \frac{c}{v}$ — коэффициент, учитывающий различие в скоростях

распространения электромагнитных волн в линии (v) и в воздухе (c);

φ — угол, отсчитываемый от оси антенны (линии), т. е. от перпендикуляра к вибраторам; поэтому $\cos \theta$ из формулы (5.14) заменен $\sin \varphi$, а $\sin \theta$ заменен $\cos \varphi$.

Поскольку вибраторы расположены горизонтально, то каждый из них не обладает направленностью в вертикальной плоскости. Следовательно, уравнение диаграммы направленности антенны в этой плоскости содержит только два множителя, один из кото-

рых учитывает интерференцию волн отдельных вибраторов, а другой — влияние земли на излучение антенны:

$$F(\delta) = \frac{\sin \frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \delta)}{\sin \frac{\pi l_a}{N\lambda} (k - \cos \delta)} \sin(\alpha h \sin \delta). \quad (7.6)$$

Максимум приема в вертикальной плоскости направлен под углом δ_{\max} к поверхности земли, который с увеличением высоты h уменьшается.

По направленным свойствам антенна бегущей волны имеет преимущества перед всеми другими диапазонными антеннами коротких волн. В диаграмме направленности антенны в горизонтальной плоскости боковые лепестки выражены весьма слабо, и в основном лепестке сконцентрирована почти вся энергия электромагнитных волн. Так как антенна бегущей волны аperiodическая, то она успешно работает в широком диапазоне волн.

Значительные потери в поглощающем сопротивлении R и других элементах схемы являются причиной весьма низкого к. п. д. антенны бегущей волны. Вследствие малого к. п. д. (единицы процентов) антенны бегущей волны с емкостной связью применяются только для радиоприема.

Выбор длины вибратора l , числа вибраторов N , расстояния между ними l_1 и емкости C_k зависит от допустимого соотношения между скоростью распространения электромагнитных волн в свободном пространстве c и в линии v . Если эти скорости будут значительно отличаться друг от друга, то при $\varphi=0$ не получается максимального приема, а при $k > 1,1 \div 1,2$ происходит раздвоение основного лепестка диаграммы направленности из-за чрезмерного ослабления приема в главном направлении. Этого, разумеется, допускать не следует.

Изменение скорости электромагнитных волн в собирающей линии вызвано изменением параметров линии за счет шунтирующего действия вибраторов $\left(v = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}\right)$. Следовательно, необходимо добиться увеличения входного сопротивления каждого вибратора. Если $\frac{l}{2} < \frac{\lambda}{4}$, то входное сопротивление вибратора

$$Z_{\text{вх}} = -j\rho \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} \frac{l}{2} = -j\rho \operatorname{ctg} \frac{\pi l}{\lambda}$$

имеет емкостный характер, оно увеличивает погонную емкость линии C_1 и уменьшает скорость распространения волн в линии по сравнению со скоростью света. Для увеличения скорости следовало бы до предела уменьшить полудлину симметричного вибратора $\left(\frac{l}{2} \ll \frac{\lambda}{4}\right)$, но это связано с чрезмерным уменьшением э. д. с. в антенне E_a , поэтому для минимальной волны рабочего диапазона

антенны устанавливают $\frac{l}{2} = \frac{\lambda_{\min}}{4}$. Тогда с увеличением λ реактивное сопротивление вибратора увеличивается от нуля, сохраняя емкостной характер.

В целях уменьшения шунтирующего действия входного сопротивления вибраторов последовательно с ними включают конденсаторы C_K . Чем меньше их емкость, тем больше удастся ослабить влияние вибраторов на режим работы линии. Вместе с тем нельзя применять конденсаторы, имеющие слишком малую емкость C_K , так как при этом за счет напряжения на конденсаторах заметно уменьшается э. д. с. приемной антенны. Емкость C_K можно рассчитать исходя из наиболее выгодного значения k , при котором диаграмма направленности, выражаемая уравнением (7.5), дает максимум в направлении $\varphi=0$. Для этого должно быть

$$\sin \left[\frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi) \right] = \sin \left[\frac{\pi l_a}{\lambda} (k - 1) \right] \approx 1; \quad \frac{\pi l_a}{\lambda} (k - 1) = \frac{\pi}{2},$$

а коэффициент замедления волны в линии

$$k = 1 + \frac{\lambda}{2l_a}. \quad (7.7)$$

Как видно из формулы, максимальное замедление волны происходит на волне λ_{\min} , и если $l_a = 5\lambda_{\min}$, то наиболее выгодное значение $k_{\max} = 1,1$, что соответствует фазовой скорости в линии $v_\Phi = \frac{c}{k_{\max}} = 0,9c$. По известной скорости v_Φ определяют погонную емкость C'_1 с учетом включенных конденсаторов C_K :

$$v_\Phi = \frac{1}{\sqrt{L_1 C'_1}}; \quad C'_1 = \frac{1}{v_\Phi^2 L_1}.$$

Так как параметры линии без вибраторов $L_1 C_1$ известны, то можно рассчитать емкость C_K . Обычно $C_K = 5 \div 25 \text{ пф}$.

Расстояние l_1 между вибраторами должно быть достаточно малым, чтобы собирательная линия сохранила свойства цепи с равномерно распределенными постоянными и в ней поддерживался режим бегущих волн. Это имеет место при условии, что $l_1 < \frac{\lambda_{\min}}{8}$.

Для дневных волн $\lambda_{\min} = 16 \div 20 \text{ м}$; следовательно, размер l_1 должен быть меньше $2,5 \text{ м}$, и так как длина линии $l_a \leq 100 \text{ м}$, то число вибраторов N не превышает 40.

С увеличением числа вибраторов N , а соответственно и длины собирательной линии l_a направленное действие антенны усиливается и основной лепесток диаграммы направленности становится более узким.

Нет необходимости увеличивать длину собирательной линии l_a свыше $(6 \div 7)\lambda_{\min}$, так как при таком соотношении l_a и λ направленное действие антенны вполне достаточно для радиоприема. Следовательно, имея в виду стремление к уменьшению габаритов

антенны, длину полотна l_a можно ограничить 100 м, а в таком случае число вибраторов не превышает 40.

Высоту подвеса антенны h выбирают исходя из требуемого угла наклона максимума δ_{\max} основного лепестка диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости.

Согласно формуле (5.18), учитывающей влияние земли, рекомендуемая высота антенны

$$h = \frac{\lambda_0}{4 \sin \delta_{\max}},$$

где

$$\lambda_0 = (1,25 \div 1,3) \lambda_{\min}.$$

Антенну бегущей волны, как и ромбическую, целесообразно устанавливать на высоте $h = (0,5 \div 1) \lambda_0$ (обычно $h = 16$ м).

Волновое сопротивление собирательной линии без вибраторов около 600 ом.

Рабочий диапазон антенны ограничивается волнами λ_{\min} и $\lambda_{\max} = 2\lambda_{\min}$, но так как имеется возможность на общих опорах поместить несколько полотен, то фактически антенна может обеспечить прием как дневных, так и ночных волн. Для уменьшения ширины диаграммы направленности в горизонтальной плоскости в антенне дневных волн обычно используют два параллельно включенных полотна.

Ниже приводятся данные типовой приемной антенны бегущей волны, широко применяемой на практике¹ (табл. 7.2).

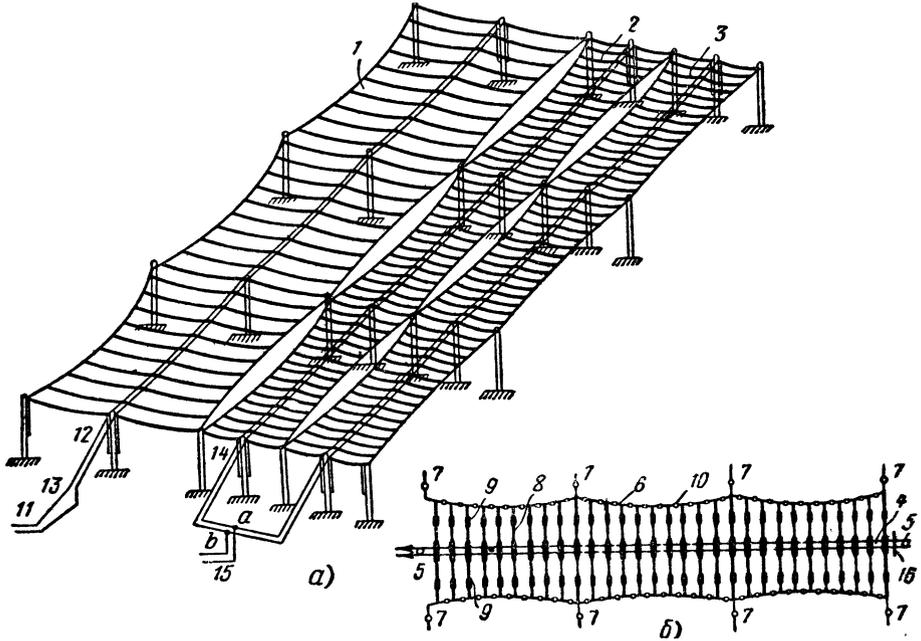
Таблица 7.2

Данные типовой антенны бегущей волны

Параметры	Диапазон антенны в м	
	дневной $\lambda = 14 \div 25$	ночной $\lambda = 35 \div 70$
Количество параллельных полотен	2	1
Количество вибраторов в полотне	39	24
Половина длины вибратора $\frac{l}{2}$ в м	4	8
Емкость C_k в см	4	15
Расстояние между вибраторами l в м	2,4	3,96
Высота подвеса h в м	16	16
Длина полотна вибратора (между крайними вибраторами) l_a в м	91,2	91,08
Волновое сопротивление в ом	200	~400
Обозначение антенны	Б2 $\frac{39}{4} \cdot \frac{4}{2,4} \cdot 16$	Б $\frac{24}{8} \cdot \frac{15}{3,96} \cdot 16$

¹ В. К. Адамский. Радиоприемные центры, Связьиздат, 1951

Рассмотрим конструкцию антенны бегущей волны на примере антенны, данные которой приведены в таблице. Антенна (фиг. 7.18, а) состоит из одного полотна 1, используемого для приема в ночное время, и двух параллельно включенных полотен 2, 3, работающих в диапазоне дневных волн. Электрический монтаж каждого полотна (см. фиг. 7.18, б) производится относительно собирательной линии 4, состоящей из двух медных прово-



Фиг. 7.18. Конструкция антенны бегущей волны (а) и монтаж одного полотна этой антенны (б).

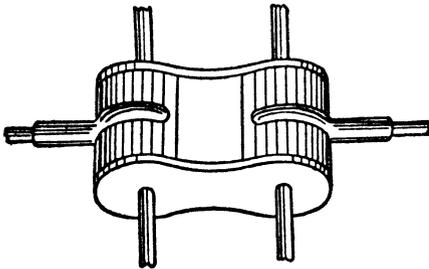
дов диаметром 3—4 мм, разнесенных на расстояние 8 см и подвешенных на двух столбах 5. Механический монтаж полотна осуществляется при помощи стальных леерных тросов 6, закрепленных на восьми столбах 7.

Для связи симметричных вибраторов 8 с собирательной линией применяют фарфоровые изоляторы специальной конструкции (фиг. 7.19), которые выполняют роль конденсаторов C_k в схеме (см. фиг. 7.17) и одновременно фиксируют взаимное расположение проводов собирательной линии. Изоляторы имеют два параллельных отверстия, через которые проходят провода линии, и два других отверстия, перпендикулярные первым двум. При помощи второй пары отверстий и металлической обоймы, примыкающей к ним, крепят вибраторы, изготовленные из медного провода диаметром 1,5 мм. Металлические обоймы и провода линии, разделенные изолятором, образуют требуемую емкость между собирательной линией и вибраторами.

Свободные концы симметричных вибраторов электрически отделены от леерных тросов палочными изоляторами 9 (фиг. 7.18,б). Кроме того, леерные тросы разбиваются изоляторами 10 на участки длиной 3—4 м. Собирательная линия с одного конца замкнута на активное сопротивление 16, равное волновому сопротивлению антенны, а с другого конца при помощи фидера подключается к входу приемника.

В поглощающем сопротивлении приемной антенны расходуется небольшая мощность; оно обычно изготавливается из тонкой нихромовой проволоки диаметром 0,03 мм и имеет малые размеры.

Входное сопротивление антенны ночной волны равно 400 ом, а поэтому она соединяется с приемным четырехпроводным фидером 11 (фиг. 7.18, а), имеющим волновое сопротивление $\rho_{\phi} = 210$ ом, через двухпроводную линию 12 с $\rho_{\phi} = 450$ ом и экспоненциальный фидер 13



Фиг. 7.19. Изолятор-конденсатор антенны бегущей волны.

типа ТФ4П $\frac{336}{210}$, предназначенный для согласования линий 11 и 12. Антенна дневной волны вследствие параллельного включения двух полотен вибраторов имеет входное сопротивление (в точках *a—b*) порядка 200 ом. В связи с этим собирательные линии соединяются между собой через двухпроводный фидер 14 с $\rho_{\phi} = 450$ ом, а приемник подключается к антенне непосредственно через четырехпроводный фидер 15, имеющий $\rho_{\phi} = 210$ ом.

В заключение следует отметить, что в настоящее время получили распространение антенны бегущей волны, в которых связь между вибраторами и собирательной линией осуществляется не через емкости, а через активные или индуктивные сопротивления.

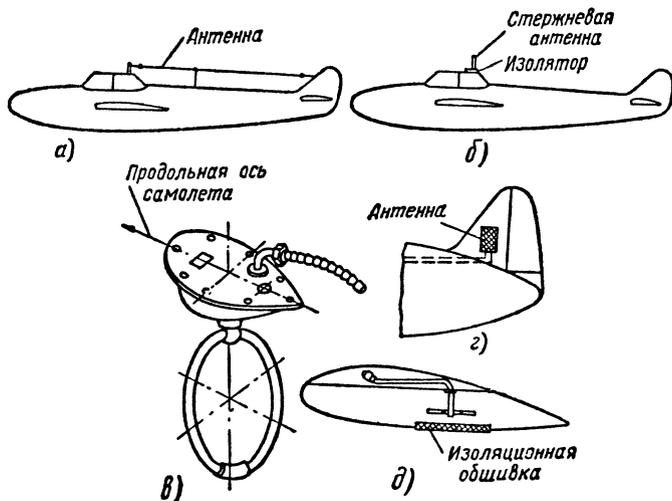
§ 9. АНТЕННЫ САМОЛЕТНЫХ СТАНЦИЙ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ РАДИОСВЯЗИ И РАДИОНАВИГАЦИИ

Самолетные радиостанции связи работают преимущественно в коротковолновом диапазоне. Основанием для этого является необходимость предельного уменьшения габаритов антенны передатчика и приемника, устанавливаемых на самолете. В настоящее время для связи между самолетами, а также в пределах аэродрома находит применение диапазон ультракоротких волн.

Одним из первых типов самолетных антенн явилась выпускная антенна в виде стального или бронзового канатика с подвешенным на конце грузом, который поддерживал в полете провод антенны в натянутом состоянии. Такие антенны имели большую геометрическую и действующую высоту. Как всякий одиночный вертикаль-

ный провод, выпускная антенна не обладает направленностью в горизонтальной плоскости. Выпускные антенны оказались совершенно непригодными для самолетов, совершающих эволюции в полете.

В связи с этим выпускные антенны были вытеснены жесткими лучевыми (фиг. 7. 20, а), которые представляют собой канатик, жестко закрепленный между кабиной и хвостовой частью самолета. В зависимости от места ввода в фюзеляж схема антенны бывает Г-образной и Т-образной. Действующая высота такой ан-



Фиг. 7. 20. Самолетные антенны.

а—жесткая лучевая, б—жесткая стержневая, в—рамочная, г—скрытая в виде сетки; д—скрытый полуволновый вибратор.

тенны не превышает длины ввода, а поэтому она составляет небольшую часть длины волны. Как правило, сопротивление излучения жесткой лучевой антенны исчисляется единицами омов, а реактивная составляющая входного сопротивления имеет емкостный характер, который только в наиболее коротковолновой части диапазона связи может измениться на индуктивный.

Жесткие лучевые антенны наиболее широко были распространены в авиации до появления реактивных самолетов. Скорость этих самолетов настолько велика, что элементы антенны, расположенные вне самолета, увеличивают аэродинамическое сопротивление до недопустимо большой величины. В какой-то мере это сопротивление удается уменьшить переходом к жесткой антенне в виде вертикального стержня удобообтекаемой формы (фиг. 7. 20, б). Действующая высота и сопротивление излучения такой антенны меньше, чем лучевой, так как отсутствие горизонтальной части в стержневой антенне не позволяет получить равномерного распределения тока в ее вертикальном вибраторе.

В радионавигации находит применение рамочная антенна. На фиг. 7. 20, в показана такого рода антенна в виде круглой рамки обтекаемой формы, которой можно сообщить вращение при помощи гибкого вала, управляемого со щитка летчиком или радиостом. Имеются конструкции, в которых рамка помещается в специальный обтекатель. Малая действующая высота рамки, как правило, ограничивает применение ее на самолете для радиополукомпасов и радиоконпасов.

В настоящее время получили широкое распространение скрытые антенны, в которых полностью отсутствуют выступающие части. На фиг. 7. 20, г изображена скрытая антенна в виде металлической сетки, расположенной в деревянной обшивке киля, а на фиг. 7. 20, д — полуволновый вибратор, помещенный внутрь крыла самолета. Излучение вибратора во внешнее пространство происходит через изоляционную обшивку.

Во всех самолетных антеннах в качестве противовеса используются металлические части самолета.

В заключение рассмотрим классификацию коротковолновых антенн (см. фиг. 5. 38 и 5. 39).

Передающие коротковолновые антенны по основному характерному для них признаку прежде всего разделяются на настроенные и диапазонные.

К числу настроенных антенн относятся несимметричный вибратор (практически ненаправленный), полуволновый вибратор (слабонаправленный) и синфазная горизонтальная антенна, отличающаяся высокой направленностью.

Диапазонными антеннами являются диполь Надененко (слабонаправленный) и ромбические антенны (остронаправленные). Последние, в свою очередь, делятся на простые, двойные по схеме Айзенберга и двойные по схеме Неймана.

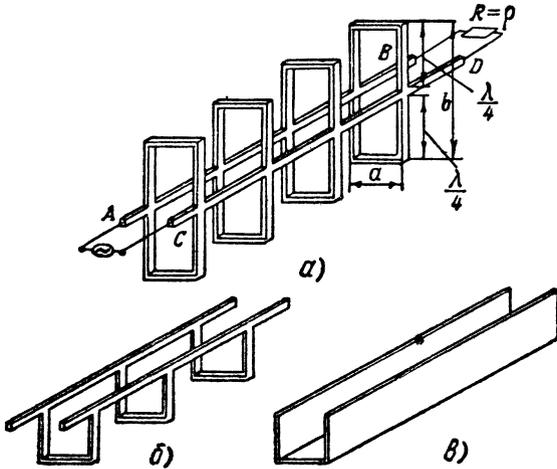
Приемные коротковолновые антенны также делятся на настроенные и диапазонные. Из настроенных антенн для приема находит применение только синфазная горизонтальная антенна вследствие своей высокой направленности. В качестве диапазонных приемных антенн коротковолнового диапазона используются симметричный вибратор (в том числе диполь Надененко), ромбическая антенна (простая и сдвоенная Айзенберга) и антенна бегущей волны.

Глава VIII

ВОЛНОВОДЫ

§ 1. НАПРЯЖЕНИЯ И ТОКИ В ВОЛНОВОДЕ

Волноводом называется металлическая труба или диэлектрический стержень, предназначенные для передачи электромагнитной энергии. Наиболее широко применяются металлические волноводы прямоугольного или круглого сечения, показанные на



Фиг. 8.1. Образование прямоугольного волновода из двухпроводной линии, опирающейся на ряд четвертьволновых изоляторов.

фиг. 2.2. Первые называются прямоугольными, а вторые — круглыми. Внутренняя поверхность металлических волноводов обладает высокой проводимостью.

Принципиальная возможность передачи энергии высокой частоты при помощи волноводов может быть показана следующим образом. Допустим, что двухпроводная линия *AB, CD* замкнута на активное сопротивление, равное волновому (фиг. 8.1, *а*). Вдоль такой линии проходят бегущие волны. Поставим линию *AB, CD* на ряд четвертьволновых короткозамкнутых шлейфов (фиг. 8.1, *б*).

Поскольку каждый из этих шлейфов представляет металлический изолятор и имеет входное сопротивление, практически равное бесконечности, число их может быть сколь угодно большим. В пределе при увеличении числа изоляторов они сольются в сплошную конструкцию, как показано на фиг. 8.1, в. Картина не изменится, если изоляторы присоединить к линии и сверху так, что они замкнут пространство с четырех сторон, образуя прямоугольный волновод.

Наличие короткозамкнутых шлейфов в волноводе приводит к тому, что наряду с бегущими волнами в продольном направлении возникают стоячие волны в поперечных сечениях. Этим волновод существенно отличается от согласованной двухпроводной линии, в которой существуют только бегущие волны.

На фиг. 8.2, а показано распределение напряжений и токов в поперечных сечениях 1, 2, 3, 4, 5 полуволнового отрезка прямоугольного волновода. Соседние сечения расположены на расстоянии $\frac{\lambda_{\text{в}}}{8}$. Полярность напряжений и направление токов указаны в пред-

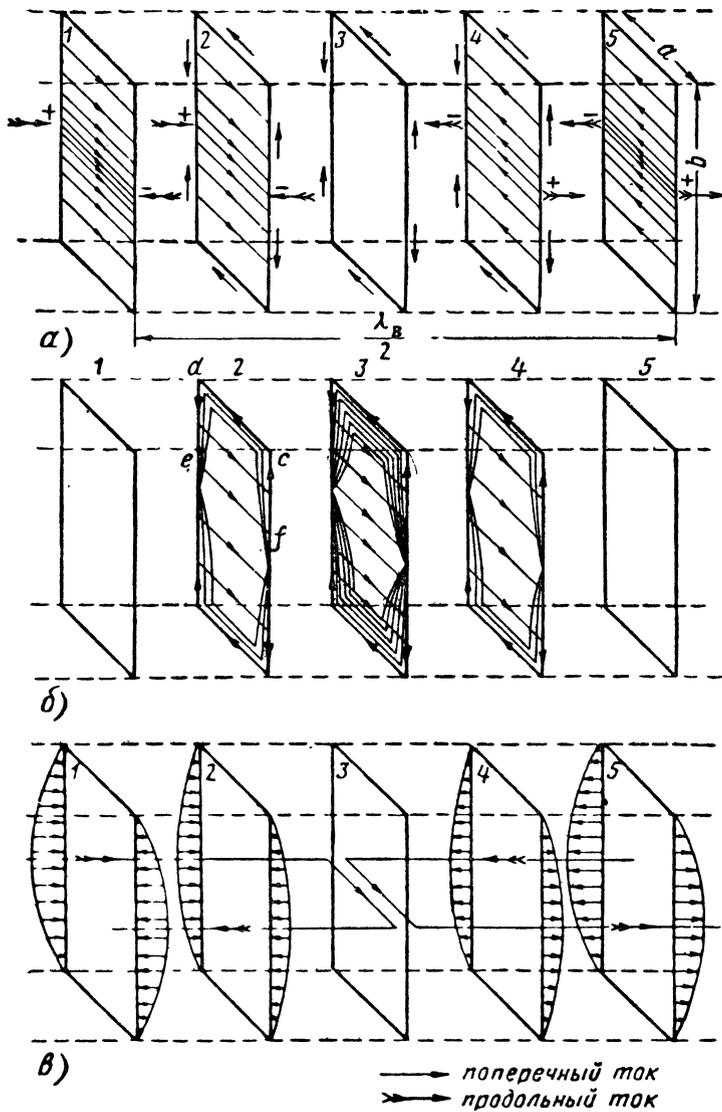
положении, что электромагнитная энергия передается слева направо. Отсюда следует, что состояние, наблюдаемое в данный момент $t=0$ в сечении 4, повторится в сечении 5 через отрезок времени $t = \frac{T}{8}$. Из сечения 3 напряжения и токи будут переданы в сече-

ние 5 через время $t = \frac{T}{4}$; напряжения и токи, наблюдаемые в сечении 2, повторятся в сечении 5 через $t = \frac{3}{8}T$ и т. д. По характеру

процессов, происходящих в одном сечении волновода за один период T , можно представить мгновенную картину напряжений и токов в отрезке волновода длиной $\lambda_{\text{в}}$. Для более полной иллюстрации отдельно изображено распределение поперечных токов (см. фиг. 8.2, б) и напряжений и продольных токов (фиг. 8.2, в) в сечениях 1, 2, 3, 4 и 5.

В момент времени $t=0$ в сечении 5 напряжение максимально. Согласно свойствам стоячих волн пучность напряжения находится в середине широкой стенки волновода, а узел напряжения — в местах короткого замыкания перемычек, т. е. на стороне *a* поперечного сечения. Так как в стоячей волне между напряжением и током имеется сдвиг по фазе на 90° , то в сечении 5 поперечный ток отсутствует.

Такое состояние изменяется мгновенно, и напряжение вызывает поперечный ток, направленный от середины передней стенки волновода к середине его задней стенки (от плюса к минусу). Через $t = \frac{T}{8}$ за счет возникшего тока напряжение уменьшается (сечение 4), а через $t = \frac{T}{4}$ поперечный ток достигает максимума и напряжение становится равным нулю (сечение 3).



Фиг. 8.2. Прямоугольный волновод, напряжения и токи в нем.

Поперечный ток, как обычно в четвертьволновых короткозамкнутых линиях, имеет пучность в местах короткого замыкания, т. е. по стороне a , и узел — на зажимах источника напряжения, т. е. в середине широкой стенки волновода

Во вторую четверть периода поперечный ток уменьшается, но идет в том же направлении, что и в первую четверть. Этот ток образует напряжение обратного знака (сечение 2), и при $t = \frac{T}{2}$, когда поперечный ток равен нулю, напряжение достигает максимума (сечение 1).

Поперечные токи проводимости, проходящие по стенкам волновода, переходят в токи смещения внутри волновода (например, ток $cdefc$ в сечении 2). По мере приближения к узким стенкам волновода прибавляется число линий тока смещения, перешедших в ток проводимости. Этим, в частности, можно объяснить переход от узлов к пучностям поперечного тока проводимости. Стрелки на фиг. 8. 2, b показывают направление поперечного тока, а величина его характеризуется отклонением линий, изображенных внутри сечений, от контуров этих сечений.

Кроме поперечных токов, обусловленных стоячими волнами, в волноводе имеются продольные токи, связанные с бегущими волнами. Согласно свойствам бегущих волн продольные токи изменяются в фазе с напряжением на стенках волновода. Это позволило показать на фиг. 8. 2, b распределение напряжений и продольных токов одними и теми же кривыми. Длина и направление стрелок характеризуют величину и направление продольных токов проводимости. Продольный ток при $t=0$ максимален в середине широких стенок волновода в сечениях 1 и 5 и полностью отсутствует в сечении 3, а также на узких стенках волновода во всех сечениях. Для продольных токов, как и для поперечных, свойство непрерывности выражается в том, что ток проводимости, идущий по стенкам волновода, переходит в поперечный ток смещения между этими стенками.

Как видно на фиг. 8. 2, b , по мере удаления от сечения 3 к сечениям 1 и 5 возрастает число линий поперечного тока смещения, влившись в продольный ток проводимости, в связи с чем этот ток увеличивается.

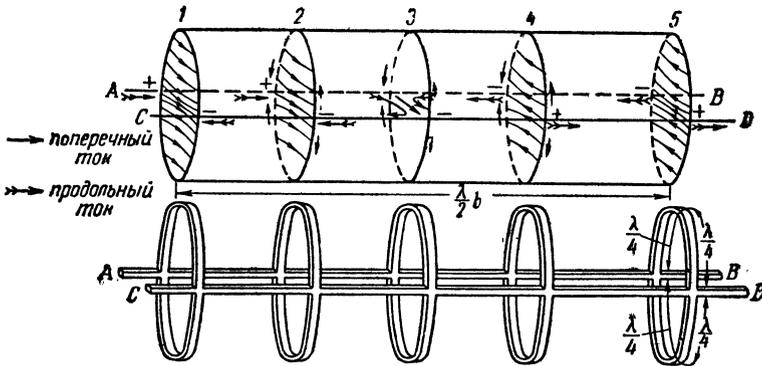
По волноводу определенного сечения можно передавать электрические колебания ограниченного диапазона волн. *Критической длиной волны* называется максимальная длина волны колебаний, которые могут распространяться по данному волноводу. Поскольку в основу построения волновода положены четвертьволновые линии, между критической длиной волны $\lambda_{кр}$ и размером широкой стороны поперечного сечения b существует зависимость

$$b = 2 \frac{\lambda_{кр}}{4} = \frac{\lambda_{кр}}{2}.$$

Если сторона b окажется меньше, чем $\lambda/2$, то высота перемычек становится меньше, чем $\lambda/4$, вследствие чего резко уменьшается

их входное сопротивление, вносится большое затухание и движение энергии вдоль волновода становится практически невозможным.

При образовании волновода металлические изоляторы могут иметь не обязательно прямоугольную форму. Можно представить образование волновода при помощи изоляторов в форме полуокружности, тогда волновод будет иметь круглое сечение, как показано на фиг. 8.3. Сопоставляя фиг. 8.2 и 8.3, убеждаемся в аналогичном распределении напряжения, продольного и поперечного токов по поверхности прямоугольного и круглого волноводов, если



Фиг. 8.3. Образование круглого волновода.

иметь в виду место расположения мнимых двухпроводных линий AB , CD и четвертьволновых короткозамкнутых перемычек в этих волноводах. Напряжение и продольный ток максимальны в сечениях 1 и 5 и равны нулю в сечении 3, тогда как поперечный ток максимален в сечении 3 и отсутствует в сечениях 1 и 5. В промежуточных сечениях 2, 4 все эти напряжения и токи имеют промежуточную величину. Между стенками круглого волновода, как и прямоугольного, токи проводимости переходят в токи смещения. На фиг. 8.3 в середине отрезка волновода показаны три линии тока смещения, из которых средняя замыкает поперечные токи, а крайние — продольные.

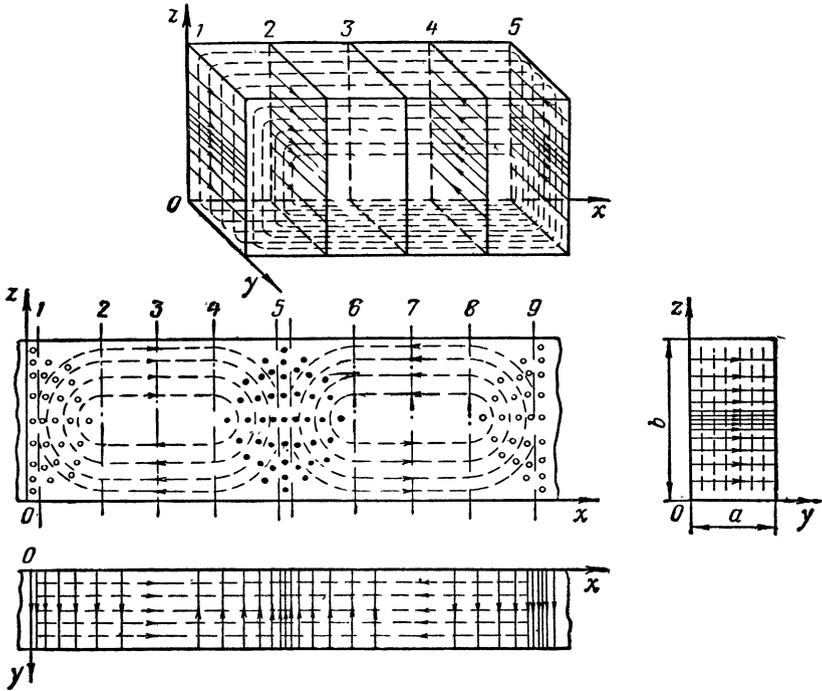
§ 2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В ВОЛНОВОДАХ

Характер электромагнитных полей в волноводе (фиг. 8.4) можно установить исходя из напряжений и токов на его внутренней поверхности (см. фиг. 8.2). Основанием для этого является аналогия между напряженностью магнитного поля и током, а также между напряженностью электрического поля и напряжением, установленная в § 5 гл. III. Электрическое поле согласно напряжению имеет одну составляющую E_y , а $E_x=0$ и $E_z=0$, так как электрические силовые линии полностью расположены в поперечной плоскости и параллельны оси Oy .

Напряженность электрического поля выражается уравнением бегущих волн вдоль оси волновода

$$E_y = \left[E_{my} \sin\left(\frac{\pi}{b} z\right) \right] \sin(\omega t - \alpha_B x).$$

Выражение в квадратных скобках представляет собой амплитуду напряженности электрического поля, которое так же, как напряжение, распределяется в виде стоячей полуволны. В середине



Фиг. 8.4. Электрические и магнитные поля в прямоугольном волноводе.

этой стороны, где $z = \frac{b}{2}$, напряженность электрического поля максимальна:

$$\left[\sin\left(\frac{\pi}{b} z\right) = \sin \frac{\pi}{2} = 1 \right],$$

а на краях широкой стенки волновода, где $z=0$ и $z=b$, а $\sin\left(\frac{\pi}{b} z\right)=0$, составляющая $E_y=0$.

Если бы электрическое поле было равномерным в поперечном сечении, то его силовые линии сливались бы с узкими стенками волновода и граничные условия не были бы выполнены.

При распространении бегущей волны на расстояние x фаза электрического поля отстает на

$$\alpha_B x = \frac{2\pi}{\lambda_B} x,$$

где λ_B — длина волны в волноводе;

$\alpha_B = \frac{2\pi}{\lambda_B}$ — его фазовая постоянная.

В данный момент фазовый угол $(\omega t - \alpha_B x)$ таков, что в сечениях 1 и 5 напряженность электрического поля максимальна, а в сечении 3 равна нулю. Так как электрическое поле изменяется синусоидально во времени и распространяется параллельно оси Ox , то скорость изменения электрического поля в тот же момент времени равна нулю в сечениях 1 и 5 и максимальна в сечении 3 . Ток смещения имеет плотность

$$\delta_{см} = \varepsilon \frac{dE}{dt},$$

пропорциональную скорости изменения электрического поля. Поэтому ток смещения, как показано на фиг. 8.2, имеет наибольшую величину в сечении 3 , а в сечениях 1 и 5 его нет.

Магнитное поле возбуждается током смещения. Линии магнитного поля находятся в плоскости, перпендикулярной линиям токов смещения, и окружают их со всех сторон. Так как токи смещения поперечные, то магнитные силовые линии расположены параллельно координатной плоскости zOx , концентрируясь вокруг середины сечений $3, 7 \dots$. Внешние линии магнитного поля охватывают больше линий токов смещения, чем внутренние, а поэтому первым соответствует большая напряженность магнитного поля, чем вторым.

Магнитное поле имеет две составляющие: поперечную H_z , параллельную оси Oz , и продольную H_x , параллельную оси Ox . Поперечная составляющая магнитного поля пропорциональна продольному току проводимости, а продольная — поперечному току проводимости. Это можно объяснить тем, что ток проводимости суммирует все токи смещения, участвующие в создании магнитного поля в данном месте волновода.

Продольный ток проводимости имеет максимум в середине широкой стороны сечений 1 и 5 , а на участке сечения 3 равен нулю. Аналогично распределяется поперечная составляющая магнитного поля H_z : она максимальна в середине стороны b поперечного сечения (при $z = \frac{b}{2}$), а по краям сечения (при $z = 0$ и $z = b$) $H_z = 0$, т. е. амплитуда поперечной составляющей магнитного поля изменяется по закону

а мгновенное значение этой составляющей

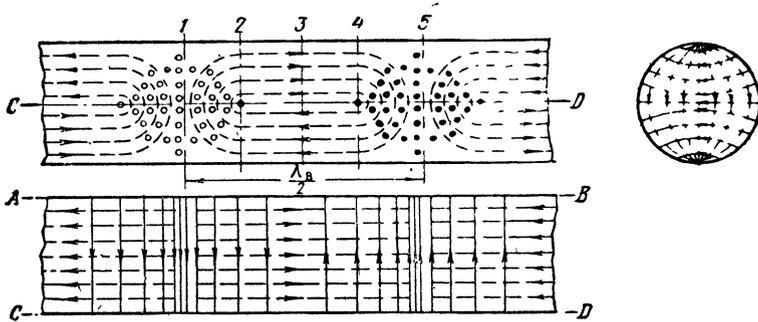
$$H_z = \left[H_{mz} \sin \left(\frac{\pi}{b} z \right) \right] \sin(\omega t - \alpha_B x).$$

Амплитуда продольной составляющей магнитного поля, как и поперечный ток проводимости, максимальна при $z=0$ и $z=b$ и равна нулю при $z = \frac{b}{2}$, что удовлетворяется выражением

$$\left[H_{mx} \cos \left(\frac{\pi}{b} z \right) \right].$$

Мгновенное значение продольной составляющей магнитного поля определяется уравнением

$$\begin{aligned} H_x &= \left[H_{mx} \cos \left(\frac{\pi}{b} z \right) \right] \sin \left(\omega t - \alpha_B x - \alpha_B \frac{\lambda_B}{4} \right) = \\ &= \left[H_{mx} \cos \left(\frac{\pi}{b} z \right) \right] \sin \left(\omega t - \alpha_B x - \frac{\pi}{2} \right). \end{aligned}$$



Фиг. 8.5. Электрические и магнитные поля в круглом волноводе.

Аргумент $\pi/2$ под знаком синус учитывает сдвиг максимума продольной составляющей магнитного поля относительно максимума поперечной составляющей того же поля и электрического поля на $\lambda_B/4$. Составляющая магнитного поля $H_y=0$, так как магнитные силовые линии перпендикулярны оси Oy .

Аналогично распределяются поля в круглом волноводе (фиг. 8.5). Это можно отметить, сравнивая фиг. 8.3 и 8.5, где AB и CD образуют мнимую двухпроводную линию.

Электрическое поле в соответствии с напряжением максимально в сечениях 1 и 5 и равно нулю в сечении 3, располагаясь полностью в поперечной плоскости. Линии магнитного поля замыкаются вокруг токов смещения. Поперечная составляющая магнитного поля максимальна в сечениях 1 и 5 и равна нулю в сечении 3, т. е. совпадает по фазе с напряженностью электрического поля и продольным током, определяющим поперечное магнитное поле. Продольная составляющая магнитного поля имеет максимум в с-

чении 3 и равна нулю в сечениях 1 и 5, т. е. совпадает по фазе с поперечным током. В сечениях 2 и 4 электрическое и магнитное поля имеют промежуточную величину.

Описанное распределение полей в волноводах согласуется с граничными условиями на идеально проводящей поверхности, какой можно считать (с некоторым приближением) внутренние стенки волновода. Электрические силовые линии перпендикулярны внутренней поверхности волновода и нигде не сливаются с ней, а линии магнитного поля параллельны этой поверхности. В любой точке волновода силовые линии электрического и магнитного полей взаимно перпендикулярны.

§ 3. КЛАССИФИКАЦИЯ ВОЛН В ВОЛНОВОДЕ

Распределение электромагнитных полей в волноводе показывает, что характер электромагнитных волн в свободном пространстве и в волноводе различен.

Прежде всего следует отметить, что в волноводе невозможно существование поперечных электромагнитных волн типа ТЕМ, распространяющихся в свободном пространстве. Как известно, в волнах ТЕМ векторы электрического и магнитного полей полностью расположены в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Если бы такая волна распространялась по оси волновода, то силовые линии электрического и магнитного полей находились бы в поперечных плоскостях. Допустим, что электрические силовые линии перпендикулярны, а линии магнитного поля — параллельны широкой стенке прямоугольного волновода. Тогда на узкой стенке граничные условия не выполняются, так как магнитное поле оказывается перпендикулярным, а электрическое — параллельным хорошо проводящей поверхности узких стенок волновода.

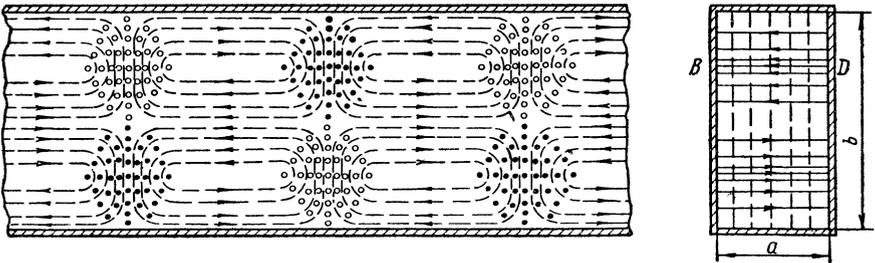
В волноводе возможно распространение поперечно-электрических волн ТЕ, называемых также магнитными или Н-волнами, и поперечно-магнитных волн ТМ, называемых также электрическими или Е-волнами. Для волн типа ТЕ (Н) характерно, что электрическое поле полностью расположено в поперечной плоскости (откуда следует название волн — поперечно-электрические), а магнитное поле имеет составляющую, которая совпадает с направлением распространения энергии (отсюда вытекает второе наименование волн — магнитная). В поперечно-магнитных (электрических) волнах ТМ (Е) магнитное поле полностью расположено в поперечной плоскости, а электрическое поле, кроме поперечной, имеет еще и продольную составляющую, совпадающую с направлением распространения энергии.

К буквам ТЕ (Н) и ТМ (Е) добавляются индексы « m » и « n », например, ТЕ _{mn} или Н _{mn} , ТМ _{mn} или Е _{mn} . Для прямоугольного волновода индекс « m » означает число стоячих полуволн, укладываемых на узкой стороне поперечного сечения a , а « n » — число

стоячих полуволн, расположенных по широкой стороне b . Для круглого волновода m — число максимумов поля на полуокружности, а n — на радиусе.

Поперечно-электрические волны

В приведенных выше случаях (фиг. 8.4 и 8.5) электрическое поле полностью расположено в поперечной плоскости, а магнитное поле имеет и поперечную, и продольную составляющие, причем по стороне a прямоугольного волновода напряженность поля не изменяется, а по стороне b того же волновода изменяется на одну стоячую полуволну; в круглом волноводе по одному макси-



Фиг. 8.6. Волна TE_{02} в прямоугольном волноводе.

муму поля имеется на полуокружности и радиусе поперечного сечения. Следовательно, поля на фиг. 8.4 соответствуют волне TE_{01} в прямоугольном волноводе, а поля на фиг. 8.5 — волне TE_{11} в круглом волноводе.

Для волны TE_{01} , как сказано выше,

$$\lambda_{кр} = 2b.$$

Если увеличить размер b с таким расчетом, чтобы на широкой стороне поперечного сечения укладывалась целая волна, то возможно возникновение волны TE_{02} (фиг. 8.6). В данном случае волновод можно представить в виде двухпроводной линии AB , CD (фиг. 8.7), к которой с одной стороны примыкает четвертьволновая короткозамкнутая линия, а с другой — линия длиной $\frac{3}{4} \lambda$. Вследствие большого входного сопротивления таких короткозамкнутых линий перемычки не препятствуют движению энергии вдоль волновода.

Картина поля волны TE_{02} изображена на фиг. 8.6. Электрические силовые линии в поперечной плоскости имеют вид прямых, параллельных стороне a , причем по одну сторону от BD плотность линий уменьшается так, как в четвертьволновой короткозамкнутой линии, а по другую сторону — изменяется, как в короткозамкнутой линии длиной $\frac{3}{4} \lambda$. В продольном сечении эти линии проекти-

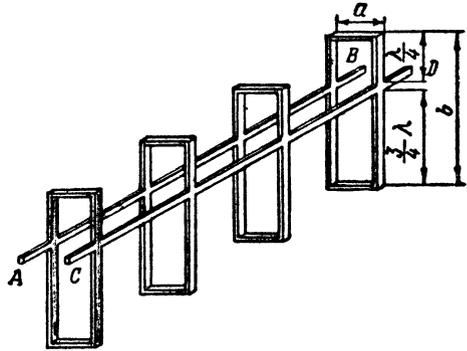
руются в виде точек. Черными кружочками показаны линии, направленные от читателя, а светлыми — на читателя. Максимумы полей чередуются в продольном направлении через $\lambda_B/2$. Каждая линия магнитного поля охватывает какую-то часть электрических силовых линий двух соседних групп. В поперечном сечении магнитные силовые линии проектируются в виде линий, параллельных широким стенкам волновода.

Согласно фиг. 8.7 критическая длина волны TE_{02}

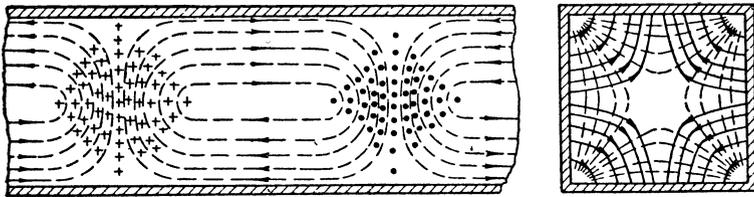
$$\lambda_{кр} = b.$$

При распространении волны TE_{11} в прямоугольном волноводе (фиг. 8.8) на каждой стороне поперечного сечения должна укладываться одна стоячая по-

луволна электрического поля. В данном случае с некоторым приближением волновод можно представить в виде двухпроводной линии AB, CD (фиг. 8.9), к которой примыкает бесконечно большое число короткозамкнутых перемычек с одной стороны длиной



Фиг. 8.7. Переход от двухпроводной линии к прямоугольному волноводу в случае возбуждения волны TE_{02} .



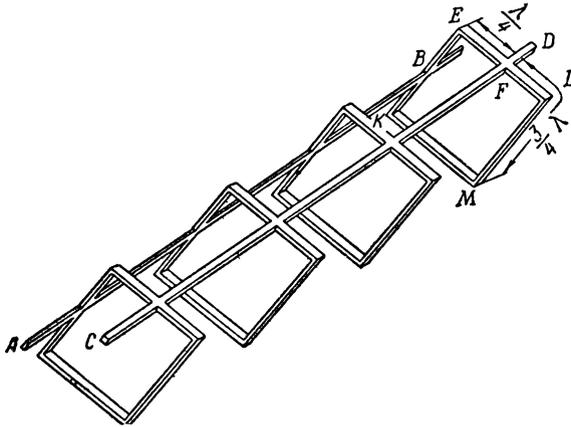
Фиг. 8.8. Волна TE_{11} в прямоугольном волноводе.

$\frac{\lambda}{4}$ (например, перемычка BEF), а с другой — $\frac{3}{4}\lambda$ (например, линия $BKMLF$). Провода этих перемычек не расположены параллельно, в связи с чем поля волны TE_{11} отличаются от полей волны TE_{02} .

В поперечной плоскости волны TE_{11} (см. фиг. 8.8) электрические силовые линии ответвляются от одной стороны сечения к двум соседним сторонам и с каждой из них в начале и в конце образуют угол 90° . Электрическое поле максимально в середине стенок волновода и равно нулю по краям. Так как в любой точке волновода векторы E и H расположены взаимно перпендикулярно, то линии магнитного поля изогнуты в проекции на поперечную пло-

скость и параллельны в продольном направлении. Продольное сечение полей волны TE_{11} вблизи любой стенки волновода такое же, как сечение волны TE_{01} , параллельное широкой стенке.

Для волны TE_{11} соотношение между критической длиной волны $\lambda_{кр}$ и размерами a и b установить труднее, так как мнимые короткозамкнутые линии не образованы параллельными проводниками и представляют собой цепи с неравномерно распределенными постоянными. Более строгий анализ явлений, основанный на исполь-



Фиг. 8.9. Переход от двухпроводной линии к прямоугольному волноводу в случае возбуждения волны TE_{11} .

зовании уравнений Максвелла, позволяет установить формулу критической длины волны, которая может быть применена к любому типу волн в прямоугольном волноводe:

$$\lambda_{кр} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}}. \quad (8.1)$$

Согласно последнему выражению для волны TE_{01}

$$\lambda_{кр} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{0}{a}\right)^2 + \left(\frac{1}{b}\right)^2}} = 2b,$$

а для волны TE_{02}

$$\lambda_{кр} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{0}{a}\right)^2 + \left(\frac{2}{b}\right)^2}} = b,$$

что соответствует сказанному выше.

Для волны TE_{11}

$$\lambda_{кр} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{1}{a}\right)^2 + \left(\frac{1}{b}\right)^2}} = \frac{2ab}{\sqrt{a^2 + b^2}}.$$

Подводя итог, можно отметить следующие свойства поперечно-электрических волн ТЕ в волноводе.

1. Электрическое поле полностью расположено в поперечной плоскости, а магнитное поле охватывает токи смещения и имеет продольную и поперечную составляющие.

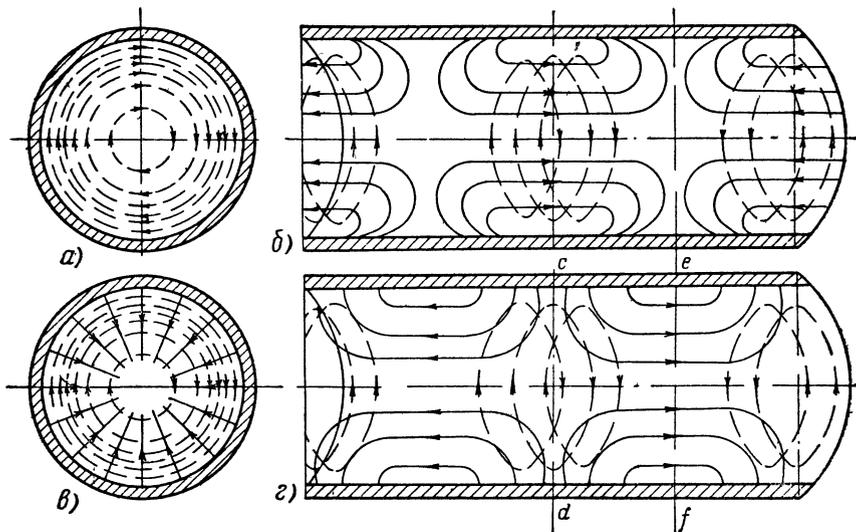
2. Токи проводимости в волноводе имеют продольную и поперечную составляющие.

3. Электрическое поле изменяется в пространстве и во времени в соответствии с изменением напряжения, поперечная составляющая магнитного поля — в соответствии с продольным током и продольная составляющая магнитного поля — в соответствии с поперечным током.

4. Если волновод в продольном направлении работает в режиме бегущих волн, то электрическое поле совпадает по фазе с поперечной составляющей магнитного поля, как и с напряжением и продольным током.

Поперечно-магнитные волны

Простейшей поперечно-магнитной волной в круглом волноводе является волна типа TM_{01} (фиг. 8.10). В данном случае линии магнитного поля расположены в поперечной плоскости и имеют



Фиг. 8.10. Волна TM_{01} в круглом волноводе.

a—магнитное поле, *б*—токи смещения и магнитное поле, *в*—электрическое и магнитное поля, *г*—токи смещения и магнитное поле.

форму концентрических окружностей с центром на оси волновода (см. фиг. 8.10, *a*). Это следует из того, что, во-первых, линии магнитного поля всегда замкнуты и, во-вторых, согласно определению

при волне TM_{01} магнитное поле поперечное и не изменяется по окружности ($m=0$). На радиусе поперечного сечения напряженность магнитного поля имеет один максимум ($n=1$), увеличиваясь от нуля в направлении к внутренней поверхности волновода и достигает максимума вблизи этой поверхности.

Так как при волне TM_{01} магнитное поле поперечное, то внутри волновода обязательно должен быть продольный ток смещения, возбуждающий это поле. В соответствии с законом непрерывности тока ток смещения должен перейти на поверхности волновода в продольный ток проводимости. Все эти токи со всех сторон охватывают линии магнитного поля (см. фиг. 8. 10, б).

Зная распределение токов смещения, можно представить структуру электрического поля. Проекция электрических силовых линий на поперечную плоскость (см. фиг. 8. 10, в), как и проекции токов смещения, сливаются с радиусами поперечного сечения волновода. Каждая силовая линия идет от стенки волновода перпендикулярно его поверхности, постепенно располагается параллельно оси волновода и кончается на той же образующей волновода, с которой силовая линия началась (см. фиг. 8. 10, г). Как и следовало ожидать, электрическое поле волны TM_{01} имеет продольную и поперечную составляющие. В связи с тем, что ток смещения прямо пропорционален скорости изменения электрического поля, в тех сечениях ($c-d$), где продольный ток смещения максимален, продольная составляющая электрического поля равна нулю, и наоборот (сечение $e-f$), при нулевом продольном токе продольная составляющая электрического поля максимальна. На фиг. 8. 10, в совместно показаны линии магнитного поля и проекции электрических силовых линий на поперечную плоскость волновода

Числовые значения отношения критической длины волны $\lambda_{кр}$ к диаметру волновода D для важнейших типов волн в круглом волноводе приведены в табл. 8. 1.

Т а б л и ц а 8. 1

Отношение критической длины волны к диаметру волновода

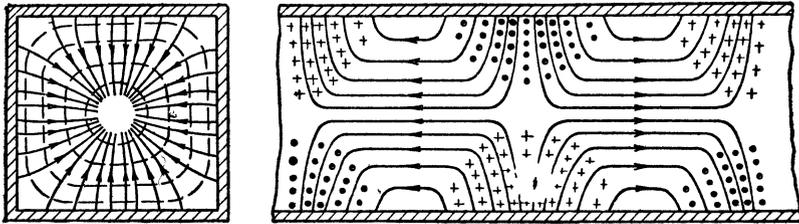
Тип волны	TE_{11}	TM_{01}	TE_{21}	TE_{11}	TE_{01}	TE_{31}
$\frac{\lambda_{кр}}{D}$	1,71	1,31	1,01	0,82	0,82	0,73

Структура волны TM_{11} в прямоугольном волноводе (фиг. 8. 11) такова: линии магнитного поля имеют форму замкнутых витков, расположенных в поперечной плоскости; электрическое поле подобно полю волны TM_{01} в круглом волноводе с той разницей, что в данном случае напряженность электрического поля максимальна в середине каждой стороны поперечного сечения и равна нулю по концам этих сторон. Ток на стенках волновода имеет только продольную составляющую и максимален в середине стенок волно-

вода. Токи проводимости замыкаются через токи смещения. Внутри линий магнитного поля проходят продольные токи смещения.

Обобщая свойства волн типа ТМ, можно заключить, что:

- 1) магнитное поле полностью находится в поперечной плоскости, а электрическое — имеет продольную и поперечную составляющие;
- 2) ток в волноводе имеет только продольную составляющую, что согласуется с поперечным расположением магнитного поля;
- 3) поперечная составляющая электрического поля изменяется во времени и в пространстве в соответствии с напряжением на стенках волновода;



Фиг. 8.11. Волна ТМ₁₁ в прямоугольном волноводе.

- 4) поперечная составляющая электрического поля совпадает по фазе во времени и в пространстве с магнитным полем, если вдоль оси волновод работает в режиме бегущих волн.

Можно заметить, что в волнах ТЕ и ТМ поперечные составляющие электрического и магнитного полей совпадают по фазе, как в бегущей волне ТЕМ. Это позволяет сказать, что энергия, переносимая в волноводе, в случае волн ТЕ определяется полной напряженностью электрического поля и поперечной составляющей магнитного поля, а при волнах ТМ — полной напряженностью магнитного поля и поперечной составляющей электрического поля, т. е. составляющими полей в поперечной плоскости.

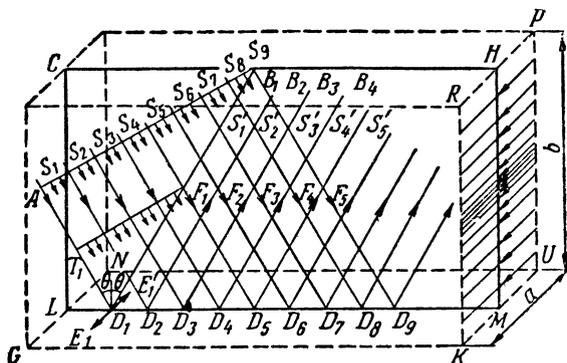
§ 4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭНЕРГИИ В ВОЛНОВОДЕ КАК РЕЗУЛЬТАТ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВОЛН ОТ ЕГО СТЕНОК

Волны ТЕ и ТМ в прямоугольном волноводе можно рассматривать как результат интерференции плоских электромагнитных волн (ТЕМ), которые направлены под некоторым углом к оси волновода и попеременно отражаются от его противоположных стенок.

Рассмотрим подробнее получение волны ТЕ₀₁ в прямоугольном волноводе, изображенном на фиг. 8.12. На узкую стенку волновода *GNUK* падает плоская перпендикулярно-поляризованная волна, т. е. лучи падающей волны $S_1D_1, S_2D_2, S_3D_3, S_4D_4 \dots$ и лучи отраженной волны $D_1S'_1, D_2S'_2, D_3S'_3 \dots$ находятся в плоскости падения *CLMH*, а электрические силовые линии перпендикулярны

этой плоскости и, следовательно, параллельны узкой стенке волновода. Поскольку внутреннюю поверхность волновода можно считать идеально проводящей, фаза электрического поля в момент отражения волны изменяется на обратную, вследствие чего результирующее электрическое поле на плоскости $GNUK$ равно нулю. В соответствии с этим на фиг. 8. 12 навстречу вектору E_1 падающей волны направлен равный вектор E'_1 отраженной волны.

В любой точке плоскости $CLMH$ встречаются две волны, из которых одна направлена к плоскости $GNUK$, а другая отразилась



Фиг. 8. 12. Распространение энергии в волноводе, обусловленное отражением волн ТЕМ от стенок волновода.

от нее. В зависимости от сдвига по фазе между встречными волнами получается усиление или ослабление электрического (магнитного) поля.

Положим, что $AD_1 + D_1B_1 = \lambda$. Тогда в точке A луча S_1 и в точке B_1 луча S_9 фаза волны будет одинаковая, так как обе точки находятся на фронте волны AB_1 . В результате прохождения волной пути $AD_1 + D_1B_1 = \lambda$ фаза волны не изменилась, но так как при отражении луча S_1 в точке D_1 фаза волны повернулась на 180° , то в результате сложения отраженного луча S'_1 и прямого луча S_9 в точке B_1 напряженность электрического поля равна нулю. Таким же образом можно показать, что электрическое поле равно нулю в точках $B_2, B_3, B_4 \dots$. Следовательно, если через эти точки провести проводящую плоскость, которая явится второй стенкой волновода, то поля внутри волновода не изменятся. Теперь лучи $S_1, S_2, S_3 \dots$, падающие на нижнюю стенку волновода, можно рассматривать как отраженные от верхней стенки. Так обоснована возможность движения волны вдоль волновода в результате отражения от его стенок.

В точках $F_1, F_2, F_3 \dots$, находящихся на высоте $b/2$ от нижней стенки волновода, напряженность электрического поля максимальна, так как разность хода лучей, встречающихся в этих точ-

ках, равна $\lambda/2$ (сумма $T_1D_1 + D_1F_1 = \frac{\lambda}{2}$) и, кроме того, фаза электрического поля при отражении в точке D_1 изменяется на обратную. В результате в поперечном сечении волновода (например в $RKUP$) получается стоячая волна электрического поля. Силовые линии этого поля в соответствии с поляризацией элементарных волн параллельны узкой стенке волновода. Напряженность электрического поля максимальна в середине широких стенок и равна нулю на узких. Такое распределение поля соответствует волне TE_{01} .

На высоте $2b, 3b \dots$ напряженность электрического поля также равна нулю вследствие разности хода лучей между падающей на плоскость $GNUK$ и отраженной от нее волнами соответственно на $2\lambda, 3\lambda$ и т. д. Если на одном из этих уровней поместить стенку волновода, то получится высший тип волны соответственно TE_{02}, TE_{03} и т. д.

Обозначим на фиг. 8.13 $AD_1 = p$, а $D_1B_1 = s$. Тогда минимальное расстояние, необходимое для распространения электромагнитных волн в волноводе,

$$p + s = \lambda.$$

Из треугольника AD_1B_1 $p = s \cos 2\theta$, а из треугольника CD_1B_1 $s = \frac{b}{\cos \theta}$. Значит,

$$\lambda = \frac{b}{\cos \theta} \cos 2\theta + \frac{b}{\cos \theta} = \frac{b}{\cos \theta} (\cos 2\theta + 1) = \frac{b}{\cos \theta} 2 \cos^2 \theta = 2b \cos \theta,$$

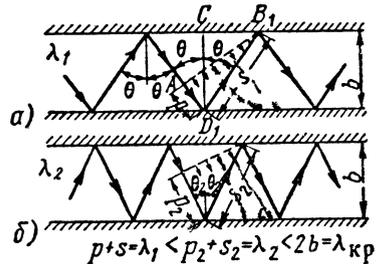
откуда

$$\cos \theta = \frac{\lambda}{2b}.$$

Из формулы видно, что с увеличением длины волны угол θ уменьшается, т. е. энергия вдоль волновода движется за счет лучей, падающих на стенки волновода более отвесно. Это также можно заметить, сравнивая фиг. 8.13, а и б. Длина волны, при которой угол θ становится равным нулю, является критической. В данном случае, т. е. для волн TE_{01} ,

$$\lambda_{кр} = 2b.$$

Волны этой и большей длины падают на стенки волновода перпендикулярно, отражаются от них, но вдоль волновода не перемещаются. Таким образом, еще раз подтверждается, что для каж-



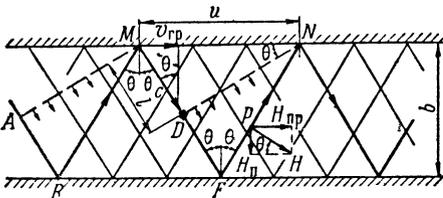
Фиг. 8.13. Влияние длины волны на направление волн, отражающихся от стенок волновода.

дого волновода в соответствии с размерами его поперечного сечения возможно распространение электромагнитной энергии при определенной длине волны, не превышающей критической $\lambda_{кр}$.

§ 5. ФАЗОВАЯ И ГРУППОВАЯ СКОРОСТИ

В связи с зигзагообразным ходом волны между стенками волноводов движение электромагнитной энергии в волноводах характеризуется также фазовой и групповой скоростями.

Фазовая скорость равна той скорости, с которой передается фаза электромагнитной волны в направлении распространения этой волны. Так как фронт волны определяет геометрическое место точек одинаковой фазы, то скорость движения фронта волны относительно стенок волновода или его оси определяет и фазовую скорость.



Фиг. 8.14. К определению фазовой и групповой скоростей.

Как видно из фиг. 8.14, пока луч прошел расстояние $MD=l$, фронт волны успел распространиться на большее расстояние $MN=u$. Следовательно, фазовая скорость во столько раз больше скорости света, с которой распространяется волна по линии луча, во сколько раз u больше l :

$$\frac{v_{\phi}}{c} = \frac{u}{l} = \frac{l}{l \sin \theta} = \frac{1}{\sin \theta} = \frac{1}{\sqrt{1 - \cos^2 \theta}}.$$

Так как

$$\cos \theta = \frac{\lambda}{2b} = \frac{\lambda}{\lambda_{кр}},$$

то фазовая скорость

$$v_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{1 - \cos^2 \theta}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{кр}}{f}\right)^2}}. \quad (8.2)$$

Если длина волны значительно меньше критической, то лучи, характеризующие распространение энергии в волноводе, располагаются более полого и фронт падающей волны почти параллелен лучам отраженной волны (фиг. 8.13, а). Поэтому в данном случае фазовая скорость незначительно отличается от скорости света. По мере увеличения длины волны λ лучи падают на соответствующие стенки волновода более отвесно и фронт волны становится более пологим, вследствие чего фазовая скорость значительно превышает скорость света (фиг. 8.13, б).

Как известно, длина волны определяется расстоянием, на которое распространяется данная фаза волны за один период колебаний, т. е. длина волны зависит от фазовой скорости. Отсюда следует вывод, что длина волны в волноводе во столько раз больше длины волны в свободном пространстве, во сколько раз фазовая скорость в волноводе больше скорости света:

$$\frac{\lambda_{\text{в}}}{\lambda} = \frac{v_{\text{ф}}}{c} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}},$$

откуда

$$\lambda_{\text{в}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}}, \quad (8.3)$$

где $\lambda_{\text{в}}$ — длина волны в волноводе;

λ — длина волны в свободном пространстве;

$\lambda_{\text{кр}}$ — критическая длина волны волновода.

На фиг. 8.15 показаны фронты падающей и отраженной волн, причем сплошные линии соответствуют положительным максимумам напряженности электрического поля (гребни волн), а пунктирные изображают фронт отрицательных максимумов того же поля (впадина волн). Так как в случае волны TE_{01} на верхней и нижней стенках волновода напряженность электрического поля равна нулю, то в тех местах стенок волновода, где находятся гребни падающей волны, должны располагаться впадины отраженной волны и наоборот.

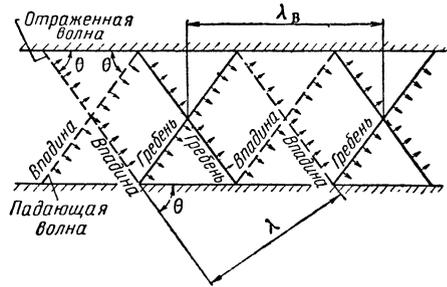
Длину волны в свободном пространстве λ можно определить как расстояние между ближайшими впадинами или гребнями волны, измеренное по перпендикуляру к ее фронту. Длина волны в волноводе $\lambda_{\text{в}}$ также является расстоянием между ближайшими впадинами или гребнями волны, но это расстояние измеряется по оси волновода. Из фиг. 8.15 видно, что $\lambda_{\text{в}} > \lambda$ (гипотенуза больше катета).

Групповой скоростью называется скорость движения электромагнитной энергии вдоль оси волновода.

В соответствии с этим определением групповая скорость равна проекции скорости электромагнитной энергии в луче c на ось или стенку волновода (см. фиг. 8.14):

$$v_{\text{гр}} = c \sin \theta = c \sqrt{1 - \cos^2 \theta} = c \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}. \quad (8.4)$$

Групповая скорость меньше скорости света вследствие зигзагообразного движения луча в волноводе. Чем больше λ , тем меньше угол 2θ , тем более отвесно падают лучи на стенки волновода



Фиг. 8.15. К определению зависимости между длиной волны в свободном пространстве и в волноводе.

и меньше скорость движения энергии вдоль волновода. Если $\lambda = \lambda_{кр}$, то групповая скорость равна нулю, так как волна движется только в поперечной плоскости от одной стенки к другой, не подвигаясь вдоль волновода.

Итак, фазовая и групповая скорости волн ТЕ и ТМ неодинаковы, тогда как для волны ТЕМ эти скорости равны между собой. Кроме того, волны ТЕ и ТМ отличаются от волны ТЕМ тем, что их фазовая и групповая скорости зависят от частоты. Это свойство, называемое *дисперсией*, имеет практическое значение. Например, в связи с дисперсией групповой скорости передача модулированных сигналов сопровождается искажениями, которые вызваны различным запаздыванием составляющих спектра сигнала: чем больше частота спектра, тем больше запаздывание.

§ 6. ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ВОЛНОВОДА

Входное сопротивление волновода зависит от отношения сопротивления нагрузки Z_2 к волновому сопротивлению волновода.

Волновое сопротивление волновода по аналогии с волновым сопротивлением свободного пространства можно определить как отношение поперечной составляющей напряженности электрического поля к поперечной составляющей напряженности магнитного поля:

$$\rho_v = \frac{E_{\perp}}{H_{\perp}}.$$

Так как E_{\perp} выражается в $в/м$, а H_{\perp} — в $а/м$, то ρ_v измеряется в омах.

Волновое сопротивление свободного пространства для распространяющихся в нем волн типа ТЕМ, как было доказано, равно

$$\rho_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi = 377 \text{ ом.}$$

В волноводе, даже при наличии бегущих волн, волновое сопротивление зависит от соотношения длины волны и поперечных размеров (или $\lambda_{кр}$) волновода. Это можно доказать на примере волны типа ТЕ, исходя из ее составляющих волн типа ТЕМ (фиг. 8. 14). В данном случае вектор E направлен перпендикулярно плоскости чертежа. Следовательно, согласно вектору Умова—Пойнтинга, примененному к одной из составляющих волн в точке P , вектор H направлен так, как показано на фиг. 8. 14. Этот вектор можно разложить на поперечный H_{\perp} и продольный $H_{\text{пр}}$. Так как $H_{\perp} = H \sin \theta$, а $E_{\perp} = E$ (вектор электрического поля полностью находится в поперечной плоскости), то волновое сопротивление волновода при волнах типа ТЕ

$$\rho_v = \frac{E_{\perp}}{H_{\perp}} = \frac{E}{H \sin \theta} = \frac{E}{H \sqrt{1 - \cos^2 \theta}} = \frac{E}{H} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}.$$

Учитывая, что для волны ТЕМ, распространяющейся в свободном пространстве. $\frac{E}{H} = 377 \text{ ом}$, получаем

$$\rho_{\text{в}} = \frac{377}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}}. \quad (8.5)$$

Вторая составляющая волна, проходящая через точку P , не изменит волнового сопротивления, так как она отражается от стенок волновода под тем же углом 2θ и отношение $\frac{E}{H}$ в ней также равно 377 ом .

Для волн типа ТМ поперечные составляющие полей равны

$$H_{\text{п}} = H; E_{\text{п}} = E \sin \theta,$$

а поэтому

$$\rho_{\text{в}} = \frac{E_{\text{п}}}{H_{\text{п}}} = \frac{E \sin \theta}{H} = 377 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}. \quad (8.6)$$

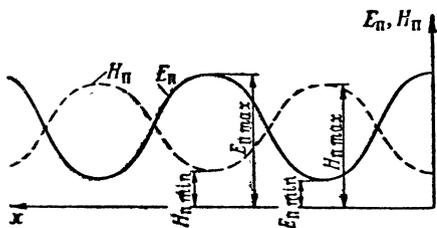
Полученные формулы для расчета $\rho_{\text{в}}$ показывают, что волновое сопротивление при волнах ТЕ всегда больше, а при волнах ТМ всегда меньше, чем в свободном пространстве.

Эти формулы позволяют также убедиться в том, что волновое сопротивление волновода $\rho_{\text{в}}$ для волн ТЕ и ТМ в отличие от волнового сопротивления свободного пространства ρ_0 для волны ТЕМ зависит от частоты, и если длина волны больше критической ($\lambda > \lambda_{\text{кр}}$), то $\rho_{\text{в}}$ выражается мнимым числом. Физический смысл такого явления заключается в том, что при $\lambda > \lambda_{\text{кр}}$ отсутствует передача энергии от генератора к нагрузке, между поперечными составляющими электрического и магнитного полей появляется сдвиг по фазе на 90° , в связи с чем волновое сопротивление $\rho_{\text{в}} = E_{\text{п}}/H_{\text{п}}$ становится реактивным.

Аналогия между двухпроводной линией и волноводом распространяется на вопросы согласования волновода с нагрузкой и генератором. Если внутреннее сопротивление генератора, измеренное со стороны волновода, активное и равно волновому сопротивлению волновода, то генератор сообщает ему максимальную мощность.

Для обеспечения режима бегущих волн в продольном направлении волновода сопротивление нагрузки также должно быть активным и равным волновому сопротивлению волновода. Если же такое соотношение не соблюдается, то происходит отражение волн от нагрузки, в результате чего в продольном направлении волновода возникают стоячие волны. Это иллюстрируется фиг. 8.16, на которой показано изменение действующих значений поперечных составляющих электрического и магнитного полей по оси волновода, не согласованного с нагрузкой, которое ничем не отличается от изменений напряжения и тока двухпроводной линии, замкнутой на произвольную нагрузку.

Очевидно, что на основе аналогии волновода и двухпроводной линии к волноводу применимы такие понятия, как коэффициент отражения, коэффициент бегущих волн, коэффициент стоячих волн, общее и нормированное входное сопротивление и т. д. Лишь переходя от волновода к эквивалентной линии, следует иметь



Фиг. 8.16. Изменение действующих значений поперечных составляющих электрического и магнитного полей по оси волновода, не согласованного с нагрузкой.

в виду, что эта линия предполагается расположенной в середине широкой стенки волновода. Отсюда следует, что волновое сопротивление эквивалентной линии $\rho'_в$ равно частному от деления максимального напряжения на максимальный продольный ток волновода, работающего в режиме бегущих волн. Сопротивление $\rho'_в$ для волны TE_{01} несколько отличается от волнового сопротивления волновода $\rho_в$, рассчитанного по поперечным составляющим электрического и магнитного полей волн типа TE :

Сопротивление волновода $\rho_в$, рассчитанного по поперечным составляющим электрического и магнитного полей волн типа TE :

$$\rho'_в = \frac{\pi a}{2b} \frac{377}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}. \quad (8.7)$$

§ 7. ВЫБОР ТИПА ВОЛНЫ И РАЗМЕРОВ ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ ВОЛНОВОДА

В линиях передачи сантиметровых волн наиболее широко применяют прямоугольные волноводы, возбуждаемые на волне TE_{01} . При этом руководствуются следующими соображениями. В любом отрезке волновода должны распространяться волны только одного типа. При наличии двух и более типов волн они интерферируют, и так как волноводная длина волны $\lambda_в$ для этих типов волн различна, то в продольном направлении значительно изменяется амплитуда суммарных колебаний. Эти изменения усиливаются при малейшем непостоянстве частоты генератора. В результате нарушается согласование волновода с нагрузкой и изменяется мощность, поступающая в нагрузку.

Наиболее просто в волноводe возбуждается волна одного типа, если этот тип низший. Тогда можно установить такие поперечные размеры волновода, при которых только для одного, низшего типа, волны рабочая длина λ будет меньше критической $\lambda_{кр}$. Такое решение; кроме того, позволяет использовать волноводы с минимальным поперечным сечением.

Низшим типом волны для прямоугольного волновода является TE_{01} , а для круглого волновода TE_{11} . При появлении изгибов или деформаций в круглом волноводe, возбуждаемом на волне TE_{11}

(см. фиг. 8.5), поля могут повернуться относительно оси волновода. Возникшее изменение поляризации волны нарушает согласование волновода с нагрузкой. Прямоугольные волноводы свободны от этого недостатка, так как в них поляризация волны более тесно связана с формой поперечного сечения; например, при волне TE_{01} силовые линии электрического поля всегда перпендикулярны широким стенкам волновода. Вот почему прямоугольные волноводы являются основным типом волноводных линий передач.

Соображения по выбору размеров поперечного сечения прямоугольного волновода, возбуждаемого волной TE_{01} , основываются на следующем.

Для того, чтобы рабочая длина волны λ_p была меньше критической $\lambda_{кр}$, размер b согласно формуле $\lambda_{кр} = 2b$ должен быть больше $0,5\lambda_p$. Вместе с тем с целью исключения ближайшего высшего типа волны TE_{02} , для которой $\lambda_{кр} = b$, необходимо, чтобы размер b был меньше λ_p . Узкая сторона сечения a должна быть меньше $0,5\lambda_p$, для того чтобы исключить другие типы волн. Уменьшение размера a желательно также в целях сокращения габаритов волновода, но при этом понижается предельная мощность передаваемых колебаний за счет уменьшения пробивного напряжения между стенками волновода и возрастает затухание в волноводе.

Рассмотрим этот вопрос несколько подробнее. Пусть $E_{m\pi} = E_{\pi} \sqrt{2}$ — амплитуда напряженности электрического поля; $H_{m\pi} = H_{\pi} \sqrt{2}$ — амплитуда напряженности магнитного поля. Тогда при равномерном распределении полей в сечении волновода через каждую единицу этого сечения проходит мощность

$$E_{\pi} H_{\pi} = \frac{E_{m\pi} H_{m\pi}}{2} = \frac{E_{m\pi}^2}{2\rho_v},$$

а через все сечение — мощность $\frac{E_{m\pi}^2}{2\rho_v} ab$.

Так как амплитуда электрического поля распределяется вдоль стороны b по синусоидальному закону, то средняя мощность оказывается в 2 раза меньше, а при несогласованности волновода с нагрузкой она дополнительно уменьшается в $k_{с.в}$ раз [см. формулу (2.35)]:

$$P = \frac{E_{m\pi}^2}{4\rho_v k_{с.в}} ab.$$

Заменим ρ_v согласно формуле (8.5) и для определения максимальной мощности $P_{доп}$, допустимой для передачи по волноводу, заменим $E_{m\pi}$ пробивной напряженностью $E_{проб}$:

$$\begin{aligned} P_{доп} &= \frac{E_{проб}^2 ab}{4k_{с.в} 377} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2} = \\ &= \frac{6,63 \cdot 10^{-4} E_{проб}^2 ab}{k_{с.в}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}. \end{aligned} \quad (8.8)$$

Как видно из формулы, чтобы повысить допустимую мощность $P_{\text{доп}}$, следует по возможности увеличить поперечное сечение волновода (в частности размер a), уменьшить рабочую длину волны по сравнению с критической и коэффициент стоячей волны. При воздушном заполнении волновода, нормальном давлении и нормальной влажности воздуха предельное значение напряженности поля $E_{\text{проб}} = 30 \text{ кВ/см}$, но в расчетах рекомендуется эту величину уменьшать до 15—20 кВ/см, полагая $k_{\text{с.в}} = 1$.

Затухание в волноводе определяется потерями энергии, которые обусловлены конечной проводимостью стенок волновода. В связи с этим электрическое поле не строго перпендикулярно стенкам и имеет некоторую, хотя и малую, продольную составляющую. Ей соответствует энергия, направленная не по оси волновода, а внутрь его стенок. При данных размерах поперечного сечения существует наиболее выгодное значение рабочей длины волны, при которой потери в волноводе минимальны. Это объясняется тем, что с уменьшением длины волны потери увеличиваются на поверхностный эффект и уменьшаются за счет уменьшения числа отражений элементарных волн от стенок волновода (см. фиг. 8.13), так как каждое такое отражение сопровождается расходом электромагнитной энергии.

Так как существует наиболее выгодная рабочая длина волны при данном поперечном сечении волновода, то при заданной рабочей длине волны имеются оптимальные размеры поперечного сечения, соответствующие минимальному затуханию. Для волны TE_{01} минимальные потери в прямоугольном волноводе наблюдаются при соотношении сторон его поперечного сечения

$$\frac{a}{b} = 1,18.$$

Если это отношение отклоняется от оптимального в пределах 0,5—2, то затухание в волноводе увеличивается весьма незначительно. Поэтому, имея в виду необходимость исключить возбуждение всех типов волн, кроме TE_{01} , рекомендуется соблюдать размеры

$$b \approx 0,7\lambda_p; \quad a = 0,5b = 0,35\lambda_p.$$

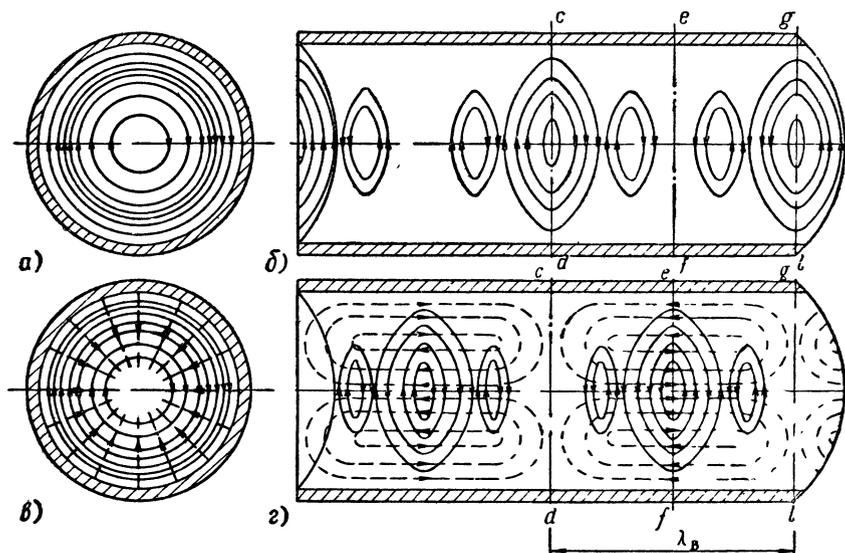
Все эти положения находят подтверждение в формуле коэффициента затухания прямоугольного волновода при возбуждении в нем волны TE_{01} :

$$\beta = \frac{\sqrt{\frac{\pi f \mu}{\gamma} \left[1 + \frac{2a}{b} \left(\frac{\lambda}{2b} \right)^2 \right]}}{377a \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2b} \right)^2}} \text{ nep/м}, \quad (8.9)$$

где μ — магнитная проницаемость стенок волновода в гн/м ;
 γ — удельная проводимость внутренней поверхности в $1/\text{ом} \cdot \text{м}$;
 f — частота передаваемых волн в гц .

Для меди $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot \text{гн/м}$. Величины a , b и λ в этой формуле выражены в метрах.

Круглые волноводы обычно применяются в случае, если необходимо осуществить связь между подвижными и неподвижными частями антенно-фидерной системы, например, при связи с вращающейся антенной. Для сохранения неизменным характера поля при переходе из неподвижной секции волноводной системы в подвижную и наоборот желательно, чтобы поля в волноводе имели



Фиг. 8. 17. Волна TE_{01} в круглом волноводе.

a , $б$ —электрическое поле, $в$ —электрическое и магнитное поля, $г$ —токи смещения и магнитное поле.

осевую симметрию. Такими свойствами обладает волна TM_{01} в круглых волноводах. Эта волна вследствие осевой симметрии полей применяется чаще, чем TE_{11} , несмотря на то, что последний тип волны низший и может быть получен в волноводе меньшего диаметра: при передаче волны TE_{11} диаметр $D > \frac{\lambda}{1,71}$, а при волне TM_{01} $D > \frac{\lambda}{1,31}$.

Необычными свойствами обладает волна TE_{01} в круглом волноводе. Электрическое поле данной волны находится в поперечной плоскости и изображается окружностями с центром на оси волновода (фиг. 8. 17, a , $б$). Поле по периметру сечения не изменяется ($m=0$), а на радиусе имеет один максимум ($n=1$). Так как электрическое поле переменное, то существует ток смещения (фиг. 8. 17, $г$), который достигает максимума в момент, когда напряженность электрического поля проходит через нулевое значение (сечение $e-f$), и равен нулю, когда электрическое поле про-

ходит через максимум (сечения $c-d$, $g-l$). Токи смещения вызывают магнитное поле, линии которого охватывают возбуждающие их токи. Сравнивая фиг. 8. 17, *б* и *г*, можно заметить, что поперечная составляющая магнитного поля совпадает по фазе с электрическим полем, как во всех волнах типа ТЕ. На фиг. 8. 17, *в* показаны электрические силовые линии в поперечной плоскости волновода и проекции линий магнитного поля на эту плоскость.

К стенкам волновода примыкает продольная составляющая магнитного поля. Значит, согласно граничным условиям на поверхности волновода должен быть поперечный ток проводимости. Этот ток направлен в обратную сторону по сравнению с током смещения, имеющимся внутри данного сечения волновода. Если бы тока проводимости не было и он не уравновешивал ток смещения, то магнитное поле существовало бы в стенках волновода и за его пределами, а это противоречит граничным условиям на идеально проводящей поверхности.

С уменьшением длины волны λ_v линии магнитного поля сокращаются в продольном направлении и продольная составляющая магнитного поля ослабляется возле стенок волновода. В результате ток проводимости и вызванные им потери становятся меньше. Особенно значительно потери сокращаются на наиболее высоких радиочастотах. Для того чтобы реализовать эти преимущества, необходимо преодолеть большие трудности в конструктивном выполнении волновода.

§ 8. СОГЛАСОВАНИЕ ВОЛНОВОДА С НАГРУЗКОЙ

В основу согласования волноводных линий положены те же принципы, на которых базируется согласование двухпроводных линий. Элементами согласования волноводов являются реактивные шунты и трансформаторы сопротивлений.

Реактивные шунты включаются в ближайших к нагрузке сечений волновода, в которых входная проводимость имеет активную составляющую, равную волновой проводимости. Эти сечения, как известно, являются промежуточными между сечениями с $R_{вх\ min}$ ($g_{вх\ max}$) и $R_{вх\ max}$ ($g_{вх\ min}$). Проводимость шунта должна быть численно равной и противоположной по знаку реактивной составляющей входной проводимости волновода. Тогда основная часть волноводной линии, обращенная от шунта к генератору, работает в режиме бегущих волн.

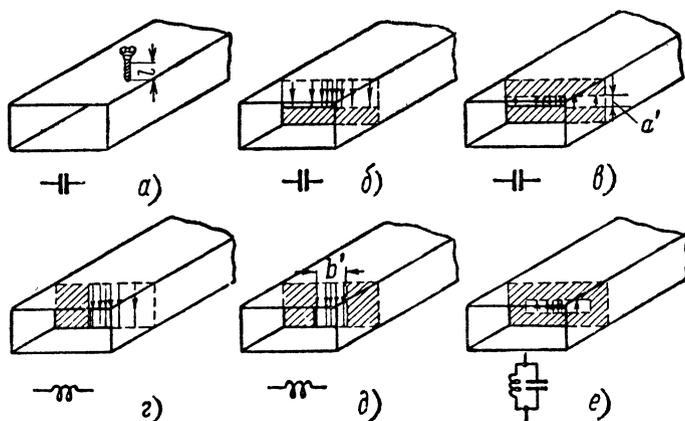
Если в двухпроводных линиях роль реактивных шунтов выполняют короткозамкнутые или разомкнутые шлейфы, то в волноводных линиях в качестве реактивного шунта в основном используются настроечные винты и тонкие перегородки в поперечных сечениях волновода, которые называются *диафрагмами*.

Настроечные винты (фиг. 8. 18, *а*) ввинчиваются перпендикулярно широкой стенке волновода, а следовательно, они расположены параллельно электрическим силовым линиям волны ТЕ₀₁. При этом условии настроечный винт эквивалентен заземленному

вibratorу, который, как известно, при длине $l < \lambda/4$ имеет проводимость емкостного характера, а при длине $l > \lambda/4$ — индуктивного. В целях устранения опасности пробоя между винтом и стенкой волновода глубина погружения винта не должна превышать четверти волны.

Если диафрагма перпендикулярна электрическим силовым линиям, как на фиг. 8.18, б, в, то введение диафрагмы эквивалентно сближению обкладок конденсатора или созданию емкостной проводимости.

При установке диафрагмы вдоль силовых линий электрического поля, как показано на фиг. 8.18, г, д, в диафрагмах возник-



Фиг. 8.18. Устройства для согласования волноводов.

ают вертикальные токи, образующие местные магнитные поля. Действие таких перегородок эквивалентно введению индуктивной проводимости.

Диафрагмы называются симметричными (см. фиг. 8.18, в, д), если они вводятся в поперечное сечение волновода с двух противоположных стенок. При одностороннем расположении диафрагма называется несимметричной (см. фиг. 8.18, б, г). Комбинация из емкостной и индуктивной диафрагм называется смешанной диафрагмой. Последняя эквивалентна параллельному контуру (см. фиг. 8.18, е). При определенной (резонансной) частоте индуктивная и емкостная проводимости диафрагмы взаимно компенсируются и наступает резонанс. Проводимость диафрагм зависит от глубины погружения в волновод и длины волны.

Так как емкостная проводимость возрастает с увеличением частоты колебаний и сближением обкладок, образующих емкость, то реактивная проводимость емкостной диафрагмы B_e тем больше, чем меньше длина волны в волноводе λ_b и меньше зазор a' между перегородками (фиг. 8.18, в). Это подтверждается приближенной

формулой, справедливой для емкостных диафрагм, толщина которых значительно меньше длины волны:

$$B_e = \frac{4a}{\rho_B \lambda_B} \ln \operatorname{cosec} \frac{\pi a'}{2a}, \quad (8.10)$$

где ρ_B — волновое сопротивление волновода для волны TE_{01} ;
 a — размер узкой стороны поперечного сечения волновода.

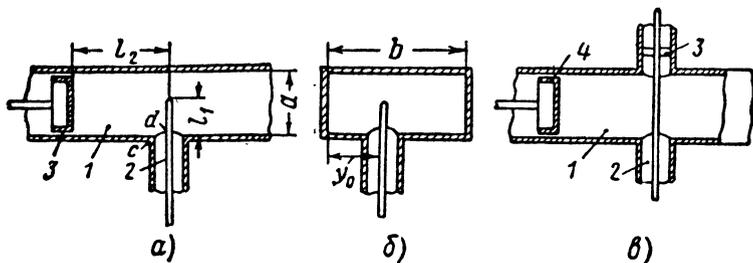
Реактивная проводимость индуктивных диафрагм увеличивается с уменьшением зазора b' между перегородками (см. фиг. 8.18, δ), но в отличие от емкостных диафрагм изменяется прямо пропорционально длине волны. Для тонких индуктивных диафрагм реактивная проводимость выражается приближенной формулой

$$B_L = -\frac{\lambda_B}{\rho_B b} \operatorname{ctg}^2 \left(\frac{\pi b'}{2b} \right), \quad (8.11)$$

где b — размер широкой стороны поперечного сечения волновода.

§ 9. СПОСОБЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВОЛНОВОДОВ

Обычно для возбуждения колебаний в волноводе к нему подводят высокочастотную энергию через коаксиальную линию, имеющую с волноводом электрическую или магнитную связь. Кроме того, возбуждение волновода возможно через щели и отверстия в нем. Элемент возбуждения должен быть расположен в волно-



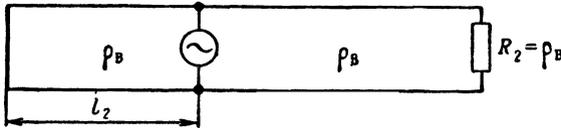
Фиг. 8.19. Возбуждение волноводов при помощи штыря.

воде так, чтобы возбуждаемые им электрическое и магнитное поля совпадали по структуре с соответствующими полями, характерными для данного типа волны.

При электрической связи (фиг. 8.19, a) продолжение внутреннего провода коаксиальной линии 2 используется в качестве вибратора, а наружный провод соединяется со стенкой волновода 1. Исходя из принципа обратимости антенны, вибратор следует располагать в таком месте волновода, где возможен наиболее эффективный прием. Для этого вибратор должен быть параллелен электрическим силовым линиям, и, кроме того, для получения максимальной мощности в нагрузке возбуждаемый волновод 1

и коаксиальный фидер 2 следует согласовать так, чтобы и фидер и волновод (от вибратора до нагрузки) работали в режиме бегущих волн. Согласование производят подбором длины вибратора l_1 , расстояния l_2 от вибратора до поршня 3, отражающего волны к нагрузке, и расстояния y_0 от вибратора до ближайшей (узкой) стенки волновода (фиг. 8.19, б).

Всякий вибратор имеет входное сопротивление с активной R_2 и реактивной X_2 составляющими. В данном случае на величину X_2 дополнительно влияет то, что вибратор возбуждает в волноводе не только волну TE_{01} , но и волны высших типов. Волна TE_{01} достигает нагрузки и поглощается ею, так как для распространения



Фиг. 8.20. Эквивалентная схема возбуждения волновода.

этой волны имеются благоприятные условия ($\lambda < \lambda_{кр}$, волновод согласован с нагрузкой на волне TE_{01}), а волны высших типов существуют лишь в непосредственной близости от вибратора, поскольку они при первом же падении на стенки волновода отражаются обратно к вибратору ($\lambda > \lambda_{кр}$). Возникающие при этом стоячие волны высших типов изменяют величину реактивной составляющей сопротивления вибратора.

Для того, чтобы определить полное входное сопротивление $Z_{вх}$ между точками cd (см. фиг. 8.19), обратимся к эквивалентной схеме (фиг. 8.20), на которой волновод заменен двухпроводной линией, согласованной с нагрузкой с одного конца ($R_2 = \rho_v$) и замкнутой накоротко с другого, а вибратор представлен в виде генератора, включенного параллельно линии. Входное сопротивление первого участка равно волновому сопротивлению волновода ρ_v , а второго участка $j\rho_v \operatorname{tg} \alpha_v l_2$. Если еще учесть входное сопротивление собственно вибратора, то получим

$$Z_{вх} = \frac{2h_d}{ab} \rho_v \sin^2 \frac{\pi}{b} y_0 \left(\sin^2 \alpha_v l_2 + j \frac{1}{2} \sin 2\alpha_v l_2 \right) + jX_2^1,$$

где h_d — действующая высота вибратора.

Поскольку $Z_{вх}$ является сопротивлением нагрузки коаксиального фидера, условиями согласования возбуждающего устройства являются равенство нулю реактивной составляющей входного сопротивления

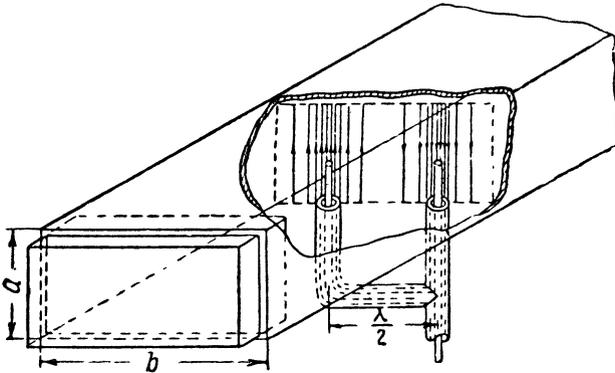
$$X_{вх} = \frac{h_d \rho_v}{ab} \sin^2 \left(\frac{\pi}{b} y_0 \right) \sin (2\alpha_v l_2) + X_2 = 0 \quad (8.12)$$

¹ Я. Д. Ширман, Радиоволноводы и объемные резонаторы, Связьиздат, 1959, стр. 286.

и равенство активной составляющей этого сопротивления $R_{вх}$ волновому сопротивлению фидера ρ_{ϕ} :

$$\frac{2h_d}{ab} \rho_{в} \sin^2\left(\frac{\pi}{b} y_0\right) \sin^2(\alpha_{в} l_2) = \rho_{\phi}. \quad (8.13)$$

Как видно из формулы (8.13), активное сопротивление $R_{вх}$ прямо пропорционально действующей высоте h_d , а следовательно, и геометрической высоте l_1 вибратора и достигает максимума при $y_0 = \frac{b}{2}$ и $l_2 = \frac{\lambda_{в}}{4}$. Обычно для соблюдения условия $R_{вх} = \rho_{\phi}$ сопротивление $R_{вх}$ уменьшают по сравнению с максимально возможным,



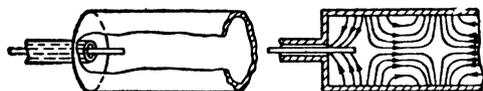
Фиг. 8.21. Возбуждение волны TE_{02} в прямоугольном волноводе.

а для этого выбирают $l_1 < \frac{\lambda}{4}$ и $l_2 < \frac{\lambda_{в}}{4}$, а если и этого недостаточно, то вибратор смещают в поперечном сечении от середины широкой стенки волновода, т. е. устанавливают $y_0 < \frac{b}{2}$.

С изменением частоты колебаний особенно значительно изменяется реактивное сопротивление $X_{з}$ и нарушается условие (8.12). Поэтому для расширения полосы пропускания устройства желательно сопротивление $X_{з}$ сделать минимальным. Оно равно нулю при резонансной высоте вибратора ($l_1 \approx \frac{\lambda}{4}$), и тогда условие (8.12) выполняется в случае удаления поршня от вибратора на расстояние $l_2 = \frac{\lambda_{в}}{4}$ (если $l_2 = \frac{\lambda_{в}}{4}$, то $\sin 2\alpha_{в} l_2 = \sin 2 \frac{2\pi}{\lambda_{в}} \frac{\lambda_{в}}{4} = 0$). Так как обычно приходится использовать более короткие вибраторы, то для уменьшения $X_{з}$ остается увеличить диаметр вибратора. Для этого иногда его утолщают в виде пестика или «пуговицы» на конце.

При длине $l_1 < \frac{\lambda}{4}$ сопротивление X_2 имеет емкостный характер; следовательно, короткозамкнутый участок волновода должен вносить равное индуктивное сопротивление, а для этого размер l_2 должен быть несколько меньше, чем $\frac{\lambda_B}{4}$.

В конструкции, показанной на фиг. 8. 19, в, шлейф образован продолжением коаксиальной линии и замкнут накоротко поршнем. Так как этот шлейф включен последовательно с входным сопротивлением штыря, то поршнем 3 можно произвести требуемую

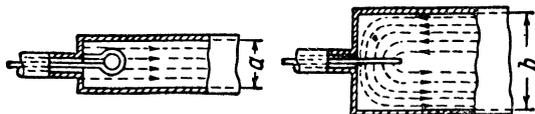


Фиг. 8. 22. Возбуждение волны TE_{01} в круглом волноводе.

компенсацию его реактивной составляющей. Поршень 4 регулирует сопротивление излучения.

Для возбуждения волны TE_{02} (фиг. 8. 21) требуются два штыря, которые питаются в противофазе. Это достигается удлинением коаксиальной линии, подводящей питание ко второму штырю, на $\frac{\lambda}{2}$ по сравнению с линией питания первого штыря.

Поперечно-магнитные волны также можно возбуждать при помощи штыря. Так, например, при возбуждении волны TM_{01}



Фиг. 8. 23. Возбуждение волновода при помощи петли связи.

в круглом волноводе (фиг. 8. 22) штырь располагают вдоль его оси в соответствии с направлением силовых линий электрического поля для данного типа волны.

При магнитной связи в волновод помещают петлю, являющуюся продолжением коаксиальной линии (фиг. 8. 23). Если требуется максимальная связь с волноводом, то петлю располагают перпендикулярно магнитным силовым линиям в области максимальной напряженности магнитного поля.

Энергия из волновода отводится аналогично возбуждению.

§ 10. ДРУГИЕ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

При переходе от сантиметровых волн к миллиметровым передача электромагнитной энергии еще более затрудняется. Поперечные размеры волноводов становятся очень малыми. Такие волноводы уже нельзя изготовить обычной протяжкой труб. Здесь используются электролитические способы, и только внешнюю поверхность волноводов обрабатывают на станке.

На миллиметровых волнах очень мала глубина проникновения тока. Тем меньше должны быть шероховатости проводящего слоя, которые удлиняют путь тока по стенкам волновода и увеличивают его поверхностное сопротивление. Например, чистота обработки внутренней поверхности волновода для $\lambda=3$ мм должна быть около 0,0001 мм. Малые глубина погружения тока и периметр поперечного сечения волноводов миллиметровых волн являются причиной того, что потери в них в десятки — сотни раз больше, чем в волноводах сантиметрового диапазона. Исключение составляют круглые волноводы, возбуждаемые на волне TE_{01} : для них характерно уменьшение затухания с повышением частоты. Такие волноводы имеют большие перспективы применения в дальних широкополосных линиях связи.

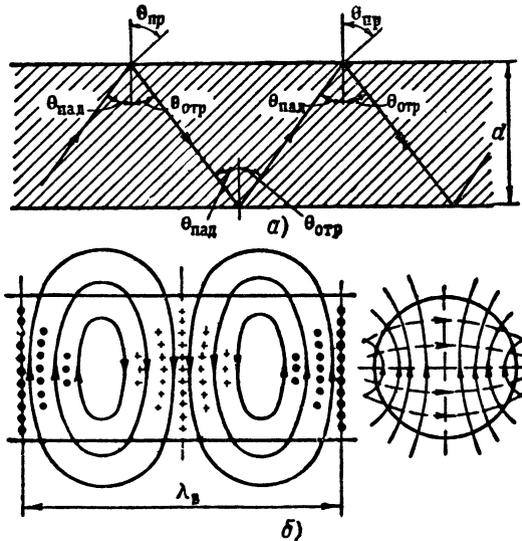
При этом приходится преодолевать много трудностей. Чтобы потери в волноводе были минимальными, диаметр волновода выбирают в 25÷50 мм, т. е. значительно больше, чем этого требует критическая длина волны типа TE_{01} . В таких условиях наряду с волной TE_{01} в волноводе может возникать много других типов волн. Вероятность появления паразитных волн возрастает по мере отклонения формы волновода от идеального цилиндра. Всякая неоднородность волноводной линии порождает паразитные волны. Особенно значительная неоднородность может наблюдаться на стыке отдельных секций волновода, в местах изгибов с малым радиусом кривизны, при различных деформациях линии и т. д. Поэтому к таким волноводам предъявляются весьма жесткие требования в отношении точности изготовления.

Для улучшения фильтрации паразитных волн в последнее время стали применять круглые волноводы с диэлектрической поглощающей пленкой, а также спиральные. Фильтрация при помощи диэлектрической пленки, нанесенной на внутреннюю поверхность круглого волновода, основана на том, что эта пленка не вносит затухания в волну TE_{01} , так как электрическое поле волны TE_{01} не имеет продольной составляющей. Другие волны, имеющие продольную составляющую электрического поля, интенсивно поглощаются пленкой.

Спиральные волноводы представляют собой цилиндрическую спираль, которая навита из медного провода и помещена в кожух, изготовленный из диэлектрика. Волны в спиральных волноводах фильтруются следующим образом. Продольный ток в паразитных волнах прерывается витками спирали, в связи с чем эти волны проникают в диэлектрический кожух и поглощаются им,

а волна TE_{01} создает в волноводе только поперечные токи, вследствие чего она передается с малыми потерями.

Диэлектрические волноводы целесообразно применять на миллиметровых и частично сантиметровых волнах. Они представляют собой диэлектрические стержни или трубы круглого или прямоугольного сечения, в которых возбуждаются электромагнитные волны.



Фиг. 8.24. Электромагнитные волны в диэлектрическом стержне.

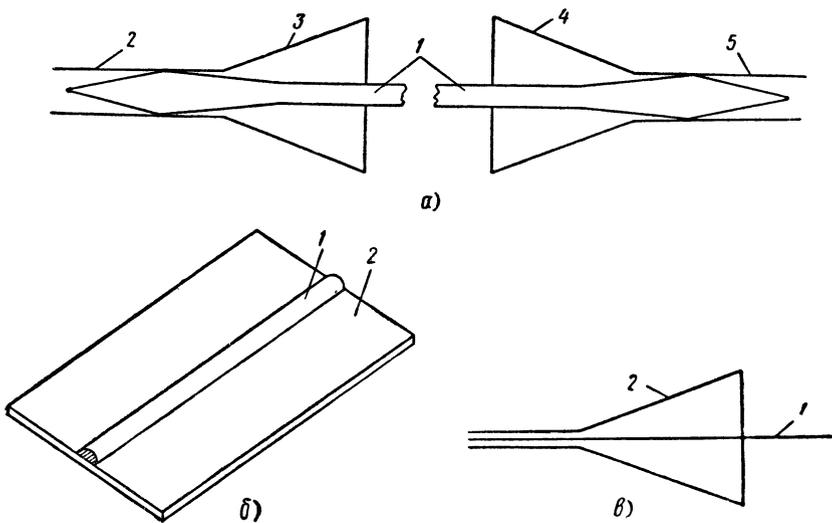
а—отражение и преломление волн, *б*—распределение электрического и магнитного полей.

Принципиальная возможность распространения электромагнитных волн по диэлектрическому стержню следует из аналогии между ним и металлическим волноводом такой же формы. Эта аналогия заключается в том, что в диэлектрическом стержне на границе диэлектрик—воздух условия распространения резко изменяются; волны отражаются и преломляются (фиг. 8.24, *а*). Отраженные от противоположных стенок волны распространяются внутри стержня, а преломленные — в воздухе.

Наличие волн не только внутри, но и вне стержня оказывает влияние на структуру электромагнитного поля. В применяемых диэлектрических волноводах обычно используются смешанные волны типа HE_{11} (см. фиг. 8.24, *б*). Они отличаются от волн TE_{11} тем, что наряду с продольной составляющей магнитного поля содержат продольную составляющую электрического поля.

Если диаметр стержня d значительно меньше длины волны в свободном пространстве λ , то электромагнитные волны в основ-

ном распространяются в воздухе и их фазовая скорость близка к скорости света $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$. При этом волны по структуре электрического и магнитного полей похожи на поперечно-электрические TE_{11} , и так как потери энергии в воздухе несоизмеримо меньше, чем в диэлектрике, то затухание волн получается минимальным. По мере увеличения d по сравнению с λ электромагнитные поля все более концентрируются в стержне, условия распространения волн все более приближаются к условиям в неограниченной среде с диэлектрической проницаемостью ϵ . Это значит, что затухание волн возрастает, а фазовая скорость уменьшается до $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu_0}}$; соответственно длина волны в волноводе уменьшается от λ до $\lambda_B = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon}}$.



Фиг. 8. 25. Линии передачи миллиметровых и сантиметровых волн.
 а—диэлектрический стержень, б—зеркальная линия, в—однопроводная линия.

При возбуждении и приеме волн, передаваемых по диэлектрическому волноводу, следует иметь в виду, что они распространяются внутри стержня и вокруг него. На фиг. 8. 25, а показана схема возбуждения и приема волн при использовании диэлектрического волновода. Диэлектрический стержень 1 вставляют в металлический волновод 2, который кончается рупором 3. В волноводе 2 распространяется волна TE_{11} , которая в стержне 1 переходит в волну HE_{11} вследствие сходства структуры этих полей. На приемном конце происходят обратные преобразования. Размеры передающего 3 и приемного 4 рупоров выбирают с учетом

концентрации электромагнитной энергии в радиальном направлении.

Диэлектрические волноводы имеют преимущества перед металлическими в том, что они не требуют высокой точности изготовления и для миллиметровых волн создают меньшее затухание. На сантиметровых волнах применение диэлектрических волноводов нецелесообразно, так как они не дают выигрыша в затухании; за счет воздушной среды, участвующей в передаче, радиус диэлектрических волноводов имеет большую величину; крепление диэлектрического стержня связано с трудностями.

Зеркальные линии. Вследствие симметрии электромагнитных полей волны HE_{11} относительно диаметральной плоскости круглого диэлектрического стержня такую волну можно передавать по зеркальной линии (фиг. 8.25, б). Последняя представляет собой полукруглый стержень 1, плоская часть которого прилегает к металлическому листу 2. Этот лист служит экраном и вместе с тем опорой для крепления диэлектрика. Тот же экран почти полностью исключает излучение волн на поворотных участках линии. В зеркальных линиях миллиметровых волн потери можно снизить даже по сравнению с металлическими волноводами сантиметрового диапазона.

Однопроводные линии. Одиночный провод идеальной проводимости не может служить линией передачи, так как в нем не могут существовать электромагнитные поля. Если же провод 1, обладающий конечной проводимостью, поместить внутри излучающего рупора 2, как показано на фиг. 8.25, в, то в нем можно возбудить электромагнитные волны, которые концентрируются вблизи провода тем больше, чем меньше его проводимость.

Такая концентрация волн желательна для ослабления влияния внешних полей на передачу электромагнитной энергии, но она связана с возрастанием потерь в проводе. Более экономичной является линия передачи в виде провода очень высокой проводимости, покрытого тонким слоем диэлектрика. В такой линии основные потери энергии создаются диэлектрическим покрытием. Для того чтобы их уменьшить, толщину слоя диэлектрика устанавливают небольшой (сотые — десятые доли мм), но достаточной, чтобы избежать значительного рассеяния передаваемой энергии вокруг провода.

Однопроводную линию передачи применяют на миллиметровых волнах вследствие ее простоты и сравнительно малого затухания.

§ 11. ПРЕИМУЩЕСТВА И НЕДОСТАТКИ ВОЛНОВОДОВ

Сравним металлический волновод с коаксиальной линией, которая, как известно, является наиболее употребительной разновидностью двухпроводных линий передач. Преимущества волноводов следующие.

Потери в волноводе на токи проводимости минимальны, так как в волноводе отсутствует внутренний провод, имеющийся в коаксиальной линии, и проводящая поверхность волновода велика из-за большого поперечного сечения.

В волноводе, как и в коаксиальной линии, электромагнитные волны сосредоточены между проводящими поверхностями, а поэтому потерь на излучение нет.

В волноводе отсутствует диэлектрическое наполнение и, следовательно, в нем нет диэлектрических потерь.

Предельная мощность высокочастотных колебаний, передаваемых по волноводу, значительно больше, чем в коаксиальной линии. Это объясняется тем, что в волноводе отсутствует внутренний провод, уменьшающий расстояние между проводящими поверхностями, от которого зависит допустимое напряжение в линии передачи, а следовательно, и передаваемая мощность.

Волновод отличается большой механической прочностью.

К недостаткам волноводов относятся:

— наличие критической длины волны при данном поперечном сечении волновода;

— сложность производства, так как внутренняя поверхность стенок волновода должна быть тщательно отполирована и для уменьшения потерь покрыта хорошо проводящим металлом (обычно внутренние стенки серебрят);

— возможность распространения нежелательных типов волн.

Из табл. 8.2, где приведены для сравнения некоторые характеристики волноводов и коаксиальных линий, видно, что затуха-

Таблица 8.2
Данные некоторых волноводов и коаксиальных линий

Диапазон волн см	Вид линии передачи	Размеры в мм				Тип волны	Критическая длина волн см	Затухание дБ/м
		<i>a</i>	<i>b</i>	<i>D</i>	<i>d</i>			
3	Волновод прямоугольный	10,2	22,9	—	—	TE ₀₁	4,58	0,12
3	То же	12,7	28,6	—	—	TE ₀₁	5,72	0,072
3	Волновод круглый	—	—	30,2	—	TM ₀₁	3,94	—
8—10	Волновод прямоугольный	34,0	72,2	—	—	TE ₀₁	14,44	0,02
10	Волновод круглый	—	—	76,2	—	TE ₁₁	13,00	0,014
10	Коаксиальная линия	—	—	22	9,5	TEM	—	0,075
10	То же	—	—	40	5	TEM	—	0,04

Примечание. Для прямоугольного волновода *a*, *b* — внутренние размеры поперечного сечения; для круглого волновода *D* — внутренний диаметр; для коаксиальной линии *D* — внутренний диаметр внешнего провода; *d* — внешний диаметр внутреннего провода.

ние в коаксиальной линии значительно больше, чем в волноводах, применяемых при той же длине волны.

Волноводы широко применяются во всем диапазоне сантиметровых волн, а жесткие коаксиальные линии используются только на волнах длиной больше 10 см. На дециметровых волнах, а тем более на метровых, применение волноводов в качестве линии передачи нецелесообразно, так как для этого их размеры должны быть чрезмерно велики. В диапазоне миллиметровых волн с металлическими волноводами успешно конкурируют диэлектрические волноводы, зеркальные и однопроводные линии.

§ 12. ОБЪЕМНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

Объемным резонатором называется полость, ограниченная с внутренней стороны металлической поверхностью высокой проводимости. Первые объемные резонаторы теоретически и практически исследовались М. С. Нейманом (1937 г.). Необходимо также отметить работы В. И. Буниновича, Г. В. Кисунько, Н. Н. Крылова и других советских ученых в этой области.

В антенных устройствах объемные резонаторы используются в качестве колебательной системы антенных переключателей, для согласования элементов линии передачи и в приборах для антенных измерений в диапазоне сверхвысоких частот.

Среди объемных резонаторов на практике наиболее широко применяются волноводные, коаксиальные и тороидальные.

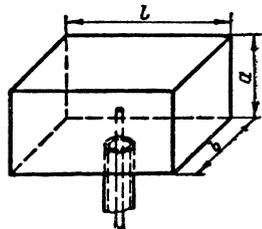
Волноводный резонатор можно рассматривать как волновод, ограниченный по длине и замкнутый со всех сторон стенками, внутренняя поверхность которых обладает высокой проводимостью.

Поля и волны в объемном резонаторе распределяются по-иному, чем в волноводе. Методы возбуждения колебаний для объемных резонаторов такие же, как и для волноводов. В частности, может быть применен способ, показанный на фиг. 8.26.

Если длина резонатора удовлетворяет условию

$$\frac{l}{2} = \frac{\lambda_{\text{в}}}{4},$$

то вектор электрического поля за время движения от штыря до боковой стенки отстанет на 90° ; при отражении от этой стенки электрическое поле по фазе изменится на 180° и при обратном движении волны вектор электрического поля отстанет еще на 90° . Таким образом, результирующее электрическое поле у штыря удваивается, а на боковых стенках равно нулю. Так как в данном случае магнитное поле при отражении от боковых стенок не изменяет своей фазы, то у вибратора магнитное поле равно нулю, тогда как у боковых стенок оно максимально. Это дает основание утверж-



Фиг. 8.26. Схема возбуждения объемного резонатора, имеющего форму параллелепипеда.

дать, что в объемном резонаторе получаются стоячие волны электрического и магнитного полей, характерные для резонансных цепей с распределенными постоянными.

Судя по величине напряженности электрического и магнитного полей у штыря, входное сопротивление резонатора для излучателя весьма велико. Это позволяет считать объемный резонатор эквивалентным параллельному колебательному контуру. Очевидно, что параллельный резонанс можно получить не только при

$$l = \frac{\lambda_B}{2},$$

но и при

$$l = \lambda_B, \quad \frac{3}{2} \lambda_B, \quad 2\lambda_B \dots,$$

т. е. при

$$l = p \frac{\lambda_B}{2},$$

где p — любое целое число.

Заметим, что при любом значении p возбуждающий штырь должен находиться в таком месте резонатора, где электрическое поле максимально, а магнитное равно нулю.

Большое число резонансных частот в объемном резонаторе — закономерное явление, так как это характерно для всех систем с распределенными постоянными.

Найдем резонансную длину волны прямоугольного объемного резонатора. Длина волны в волноводе согласно формуле (8.3)

$$\lambda_B = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{\lambda}\right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda_{кр}}\right)^2}},$$

откуда

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{\lambda_B}\right)^2 + \left(\frac{1}{\lambda_{кр}}\right)^2}}.$$

Поставим в эту формулу значения λ_B , соответствующие условию резонанса

$$l = p \frac{\lambda_B}{2}.$$

Тогда длина волны в свободном пространстве λ будет отвечать резонансной длине волны объемного резонатора:

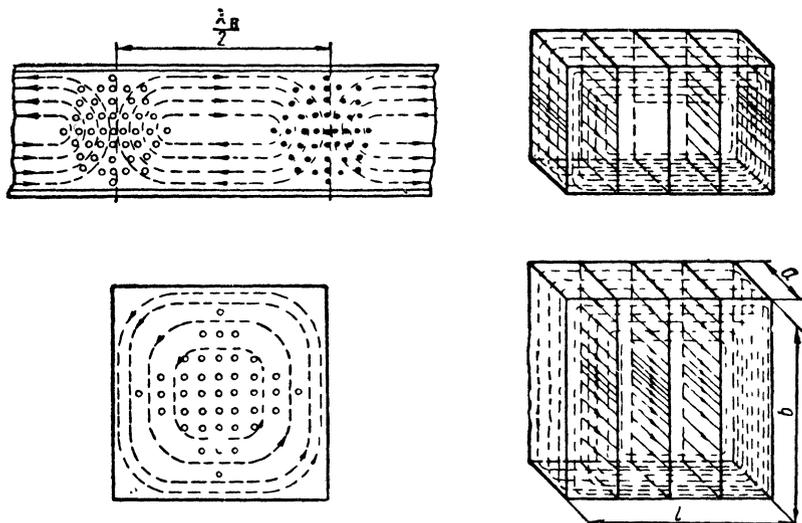
$$\lambda_0 = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{p}{2l}\right)^2 + \left(\frac{1}{\lambda_{кр}}\right)^2}}.$$

Имея в виду, что для прямоугольного волновода

$$\lambda_{кр} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}}, \quad (8.1)$$

получаем

$$\lambda_0 = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{p}{2l}\right)^2 + \frac{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}{4}}}.$$



Фиг. 8.27. Поля в прямоугольном волноводе (волна TE_{01}) и в прямоугольном объемном резонаторе (волна TE_{011}).

Окончательно

$$\lambda_0 = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{l}\right)^2}}. \quad (8.14)$$

Волны в объемном резонаторе обозначаются буквами TE_{mnp} или TM_{mnp} .

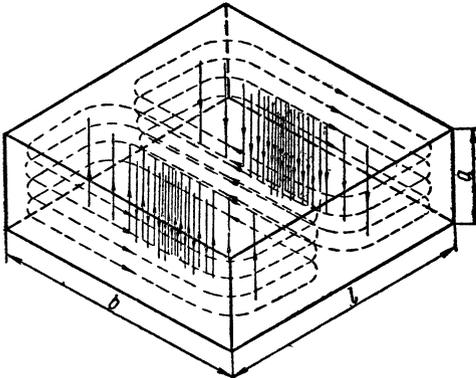
Для прямоугольного объемного резонатора m — число стоячих полуволн на стороне a , n — число стоячих полуволн на стороне b , а p — число стоячих полуволн по длине резонатора l .

Для цилиндрического резонатора m — число максимумов поля вдоль полуокружности, n — число максимумов поля вдоль радиуса (как в круглом волноводе) и p — число максимумов поля по длине резонатора.

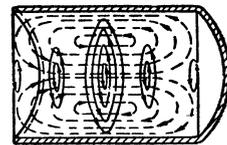
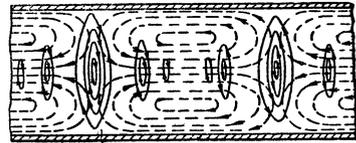
Сравним поле TE_{01} в прямоугольном волноводе и TE_{011} в прямоугольном объемном резонаторе (фиг. 8.27). Граничные условия

в обоих случаях одинаковые. Так как $m=0$, то вдоль стороны a электрическое поле не изменяется и его силовые линии параллельны этой стороне резонатора. Индексы $n=1$ и $p=1$ означают, что напряженность электрического поля в середине сторон b и l максимальна, а по краям равна нулю. Магнитные силовые линии перпендикулярны электрическим силовым линиям и, замыкаясь возле стенок резонатора, проходят параллельно стенкам, как этого требуют граничные условия.

Сравнивая электрические и магнитные поля в волноводе и в резонаторе, убеждаемся в том, что они существенно различны:



Фиг. 8. 28. Волна TE_{012} в прямоугольном резонаторе.



--- силовые линии магнитного поля
— силовые линии электрического поля

Фиг. 8. 29. Волна TE_{01} в круглом волноводе и волна TE_{011} в цилиндрическом резонаторе.

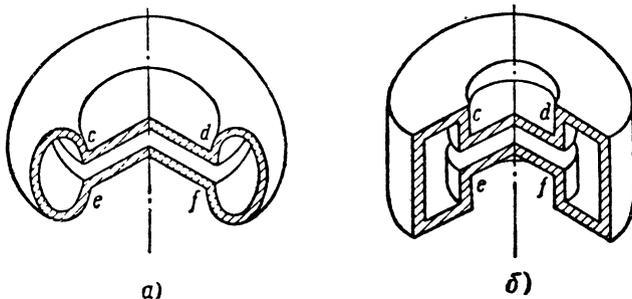
в волноводе поперечная составляющая магнитного поля и электрическое поле, которое полностью расположено в поперечной плоскости, совпадают по фазе, тогда как между этими составляющими в резонаторе имеется сдвиг на $\lambda_B/4$.

Это вполне соответствует физической сущности явления. В волноводе, согласованном с нагрузкой, существуют бегущие волны вдоль оси, для которых характерно совпадение по фазе электрического и магнитного полей во времени и в пространстве. В объемном резонаторе существуют стоячие волны, для которых характерен сдвиг между электрическим и магнитным полями на четверть периода во времени и на $\lambda_B/4$ в пространстве.

Показанная на фиг. 8. 28 волна TE_{012} отличается тем, что по узкой стороне a поперечного сечения отсутствуют стоячие волны, по широкой стороне b укладывается одна стоячая полуволна и по длине резонатора l укладываются две стоячие полуволны, причем электрические силовые линии находятся в поперечной плоскости.

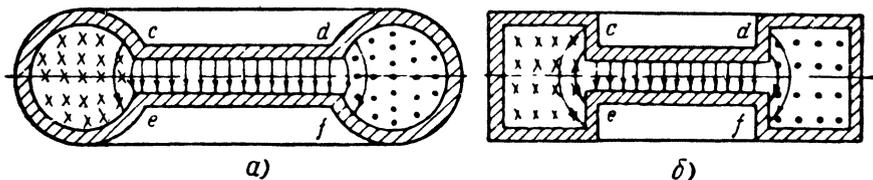
На фиг. 8. 29 изображены для сравнения волна TE_{01} в круглом волноводе и волна TE_{011} в цилиндрическом резонаторе. В случае возбуждения волны TE_{01} в круглом волноводе линии электрического поля полностью расположены в поперечной плоскости и имеют форму концентрических окружностей с центром на оси вол-

новода ($m=0$). На радиусе имеется один максимум поля ($n=1$). Линии магнитного поля охватывают линии электрического поля. Аналогично распределяются поля при волне TE_{011} в цилиндрическом резонаторе, так как в данном случае индексы m и n для волновода и резонатора совпадают. Вместе с тем имеется и отличие: в волноводе максимумы электрического поля E и поперечной составляющей магнитного поля H_{\perp} совпадают пространственно, а в резонаторе они смещены на $\lambda_B/4$.



Фиг. 8.30. Тороидальные резонаторы круглого (а) и прямоугольного (б) сечения.

Тороидальные резонаторы (фиг. 8.30) отличаются от волноводных более сложным профилем поперечного сечения. В средней части $c-d$, $e-f$ расстояние между стенками тороидального резонатора меньше, чем по краям, где поперечное сечение имеет круглую (см. фиг. 8.30, а) или прямоугольную (см. фиг. 8.30, б) форму.

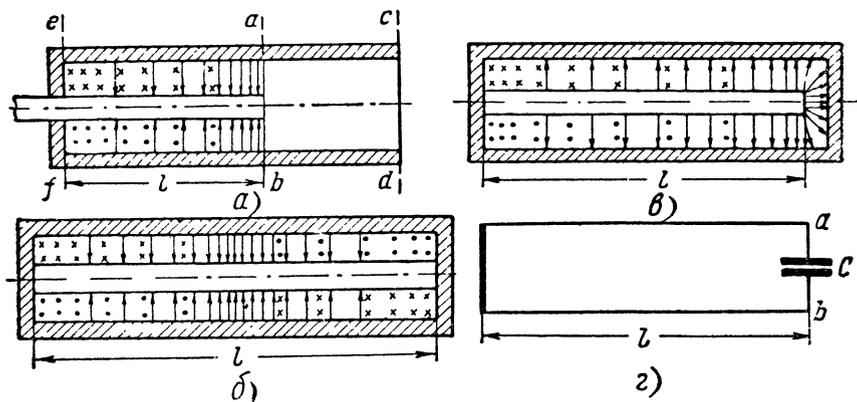


Фиг. 8.31. Электрическое и магнитное поля в тороидальных резонаторах круглого (а) и прямоугольного (б) сечения.

Примером применения тороидальных резонаторов могут служить электронные приборы сверхвысоких частот (например клистроны), в которых электронная лампа и колебательная цепь конструктивно объединены. Электронный поток, проходя через отверстия в близко расположенных стенках резонатора, возбуждает в его полости электромагнитные колебания. Малое расстояние между стенками резонатора на пути движения электронов позволяет сократить время их пролета в лампе, а это очень важно при генерировании и усилении колебаний сверхвысоких частот.

Форма профиля резонатора отразилась на характере возбуждаемых электромагнитных полей (фиг. 8.31). Электрическое поле

здесь в основном концентрируется во внутренней части резонатора, где расстояние между стенками невелико. Следовательно, эта часть резонатора имеет преимущественно емкостный характер, а периферийная часть, где главным образом расположено магнитное поле, эквивалентно индуктивности. Таким образом, тороидальный резонатор с некоторым приближением можно рассматривать как цепь с сосредоточенными постоянными. Если стенки резонатора на участке $c-d$, $e-f$ сделать гибкими и, например, сблизить, то емкость резонатора увеличится, а его собственная частота уменьшится.



Фиг. 8. 32. Коаксиальные резонаторы.

a —четвертьволновый, $б$ —полуволновый, $в$ —нагруженный на емкость, $г$ —эквивалентная схема

Коаксиальные резонаторы (фиг. 8. 32) представляют собой коаксиальную линию, концы которой замкнуты накоротко, разомкнуты или замкнуты на емкость. В большинстве случаев в этих резонаторах возбуждается волна ТЕМ.

В резонаторе, показанном на фиг. 8. 32, a , участок $ab-cd$ представляет собой круглый волновод. Так как в нем не может распространяться волна ТЕМ, то электромагнитное поле существует лишь на участке линии $ef-ab$, который замкнут накоротко с одного конца (ef) и разомкнут с другого (ab). Очевидно, что в такой линии существует режим стоячих волн, характерный для резонаторов. Длина резонатора l должна быть равна нечетному числу $\lambda/4$, так как на одном (короткозамкнутом) конце резонатора наблюдаются пучность магнитного поля и узел электрического поля, а на другом (разомкнутом) имеет место пучность электрического поля и узел магнитного поля. На фиг. 8. 32, a изображен четвертьволновый резонатор.

Если же коаксиальный резонатор замкнут накоротко с обоих концов, то длина его l должна быть равна четному числу $\lambda/4$. На фиг. 8. 32, $б$ показан полуволновый резонатор.

В диапазоне сверхвысоких частот шире используются коаксиальные резонаторы, которые замкнуты накоротко с одного кон-

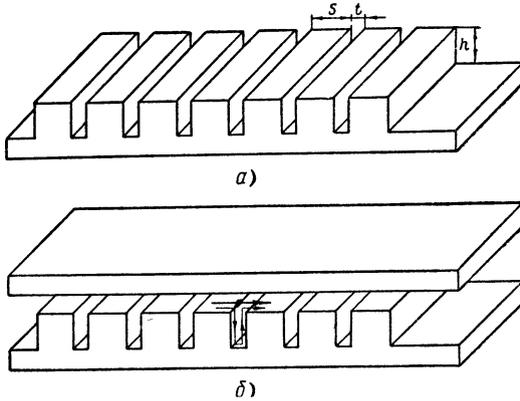
ца, а на другом конце имеется зазор между внутренним проводом и поперечной перемычкой внешнего провода (фиг. 8.32, в). В этом зазоре концентрируется электрическое поле, что равнозначно замыканию линии длиной l на эквивалентную емкость C (фиг. 8.32, г). Входная проводимость (между точками a , b) такого резонатора определяется выражением

$$Y_{\text{вх}} = j\omega C + \frac{1}{j\rho \operatorname{tg}\left(\frac{2\pi l}{\lambda}\right)} = j\left[\omega C - \frac{1}{\rho} \operatorname{ctg}\left(\frac{2\pi}{\lambda} l\right)\right].$$

Для резонансной волны λ_0 проводимость $Y_{\text{вх}} = 0$. Следовательно,

$$\omega C - \frac{1}{\rho} \operatorname{ctg}\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} l\right) = 0. \quad (8.15)$$

Замедляющие структуры применяются в антеннах пространственных волн, магнетронных генераторах и лампах бегущей и



Фиг. 8.33. Эскиз замедляющей структуры.

обратной волн. В этих генераторах источник постоянного тока ускоряет электроны, движущиеся после излучения из катода в пространстве взаимодействия. Здесь электроны тормозятся переменным электрическим полем резонаторов колебательной системы, вследствие чего кинетическая энергия электронов уменьшается и компенсируются потери электромагнитной энергии в колебательной системе генератора. Для того чтобы электроны все время тормозились электрическим полем резонаторов, фазовая скорость электромагнитных волн и поступательная скорость электронов должны быть одинаковыми. Скорость электронов в несколько раз меньше скорости распространения электромагнитных волн в свободном пространстве. Поэтому необходимо уменьшить фазовую скорость электромагнитных волн. Для этого предназначены замедляющие структуры.

На фиг. 8.33, а дан эскиз замедляющей структуры в виде гребенки. Каждое звено структуры включает один выступ. Если

рассматривать звенья системы как элементарный участок длинной линии, то к системе с некоторым приближением можно применить формулу фазовой скорости

$$v_{\phi} = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}.$$

Выступы гребенки увеличивают погонную емкость C_1 , а это позволяет должным образом уменьшить скорость электромагнитных волн в пространстве взаимодействия с электронами. Направление распространения волн и движения электронов обозначено на фиг. 8.33, б стрелкой.

Замедление фазовой скорости объясняется и по-другому: электромагнитные волны распространяются в структуре по двум направлениям: частично прямо, а частично следуя за ее изгибами. Так как эти волны проходят различный путь, то они встречаются со сдвигом по фазе. Вследствие фазового сдвига интерферирующих волн результирующая волна замедляется, т. е. ее фазовая скорость оказывается меньше скорости света. Приведенные рассуждения подтверждаются формулой фазовой скорости волн в структуре, показанной на фиг. 8.33, а:

$$v_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{1 + \left(\frac{t}{s+t}\right)^2 \operatorname{tg}^2 ah}}, \quad (8.16)$$

где h — высота выступов;
 s — ширина выступов;
 t — зазор между выступами.

Формула (8.16) справедлива при $t \ll \lambda$.

Если $h=0$, то $\operatorname{tg} ah=0$ и по формуле (8.16) $v_{\phi}=c$, т. е. волны распространяются над гладкой идеально проводящей поверхностью со скоростью света. По мере увеличения h от 0 до $\lambda/4$ фазовая скорость волн в структуре уменьшается, и когда $h=\frac{\lambda}{4}$, то $\operatorname{tg} ah = \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{4} = \infty$, а фазовая скорость $v_{\phi}=0$. Это объясняется тем, что волна в каждом зазоре проходит путь $2h=2\frac{\lambda}{4}=\frac{\lambda}{2}$ и, выходя из зазора, оказывается в противофазе с волной, проходящей над структурой. Обычно высота выступов в несколько раз меньше, чем $\lambda/4$.

Существуют гладкие замедляющие структуры. Примером такой структуры является плоская металлическая поверхность, покрытая слоем диэлектрика определенной толщины. Так как в диэлектрике с диэлектрической проницаемостью ϵ фазовая скорость меньше

скорости света в $\sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}}$ раз, то в непосредственной близости от наружной поверхности структуры интерферируют волны, распро-

страняемые внутри диэлектрика и в воздухе с различной скоростью. Результирующая волна поэтому имеет фазовую скорость, меньшую скорости света, но большую фазовой скорости в диэлектрическом слое.

Преимущества и недостатки объемных резонаторов

Теперь рассмотрим вопрос о добротности объемных резонаторов. Добротность колебательного контура после очевидных преобразований можно представить формулой

$$Q = \frac{\omega L}{R} = \frac{2\pi f L I_m^2}{R I_m^2} = 2\pi \frac{\frac{L I_m^2}{2}}{I_m^2 R} = 2\pi \frac{W_X}{W_R},$$

где W_X — реактивная энергия, запасаемая в контуре;

W_R — энергия, расходуемая на компенсацию активных потерь в контуре в течение одного периода.

Энергия, запасаемая в объемном резонаторе, пропорциональна его объему, а активные потери в резонаторе пропорциональны протяженности его внутренней поверхности в направлении тока. Поэтому объемному резонатору стремятся придать такую форму (по возможности закругляют острые углы и избегают сплюснутых конструкций), чтобы он имел максимальный объем при минимальной площади внутренних стенок.

Следует различать добротность ненагруженного Q и нагруженного Q_n резонатора. При вычислении Q_n учитывают не только активные потери W_R внутри резонатора, но и энергию W'_R , поступающую из резонатора в нагрузку за один период колебаний:

$$Q_n = 2\pi \frac{W_X}{W_R + W'_R} = \frac{1}{\frac{W_R}{2\pi W_X} + \frac{W'_R}{2\pi W_X}} = \frac{1}{\frac{1}{Q} + \frac{1}{Q'}} = \frac{Q \cdot Q'}{Q + Q'},$$

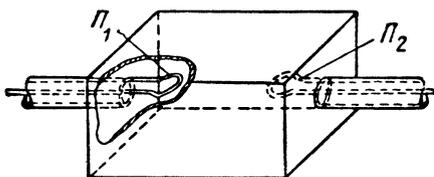
где $Q' = 2\pi \frac{W_X}{W'_R}$ — добротность, соответствующая энергии, поступающей в нагрузку. Добротность нагруженного резонатора, очевидно, меньше добротности ненагруженного.

Отсутствие потерь в диэлектрике и на излучение, малые потери на токи проводимости вследствие большого поперечного сечения проводящей поверхности (ослабление поверхностного эффекта) определяют очень высокую добротность объемных резонаторов, достигающую десятков тысяч. Вторым преимуществом объемных резонаторов является жесткость их конструкции.

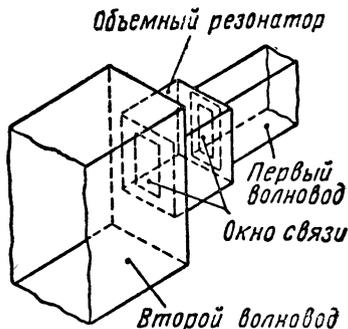
К недостаткам объемных резонаторов относятся малые пределы изменения резонансной длины волны и наличие кратных резонансных частот.

Указанные достоинства объемных резонаторов особенно существенны в наиболее коротковолновой части диапазона сверхвысоких частот, где обычные колебательные контуры не могут быть практически использованы.

Объемные резонаторы могут быть также применены как трансформаторы сопротивлений. Наличие стоячих волн в резонаторе создает в одном месте резонатора максимум электрического поля при минимуме магнитного поля, а в другом месте — обратное соотношение полей. В остальных точках полости резонатора имеются промежуточные значения напряженностей электрического и магнитного полей. Следовательно, входное со-



Фиг. 8.34. Объемный резонатор как трансформатор сопротивлений.



Фиг. 8.35. Согласование волноводов при помощи объемного резонатора.

противление резонатора в разных точках его полости различное, и если энергия в резонатор вводится при помощи петли связи P_1 (фиг. 8.34), а выводится петлей связи P_2 , то от места их расположения зависит входное и выходное сопротивления. Очевидно, что входное сопротивление зависит и от площади витка связи и от угла между плоскостью витка и линиями магнитного поля. Таким образом, объемный резонатор позволяет трансформировать сопротивления с требуемым коэффициентом трансформации.

Трансформирующие свойства объемных резонаторов позволяют использовать их для согласования отрезков волновода с различными поперечными сечениями и соответственно с различными волновыми сопротивлениями (фиг. 8.35). Здесь согласование производится подбором размеров окон связи, через которые вводится и выводится энергия из объемного резонатора.

Глава IX

АНТЕННЫ УЛЬТРАКОРОТКИХ ВОЛН

§ 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Ультракороткие волны применяются в радиолокации, для передачи радиовещательных программ с частотной модуляцией, в телевидении, для многоканальной радиосвязи и для других целей. Основанием для такого широкого применения диапазона УКВ является возможность осуществления в этом диапазоне широкополосной модуляции и остронаправленного излучения и приема вследствие малой длины волн.

Имеются разнообразные антенны УКВ. Существенно отличаются друг от друга антенны метровых, дециметровых и сантиметровых волн. Кроме того, существует различие в конструкции телевизионных, радиовещательных, радиолокационных и других антенн УКВ. Например, телевизионные передающие антенны должны обеспечить широкую полосу пропускания порядка 6 Мгц и ненаправленное излучение при максимальной дальности связи и горизонтальной поляризации. Это требует подъема передающей телевизионной антенны на высоту, достигающую нескольких сот метров.

Радиовещательные антенны в станциях с частотной модуляцией также должны быть ненаправленными и иметь хорошую частотную характеристику, но в более узкой полосе, чем телевизионные. И телевизионные, и радиовещательные антенны УКВ работают на метровых волнах.

В связи с тем, что дальность связи на УКВ сравнительно небольшая, направление приема, как правило, заранее известно не только в случае профессиональной связи, но и при радиовещании. Поэтому приемные антенны УКВ целесообразно делать направленными. Ряд характерных особенностей имеют радиолокационные антенны.

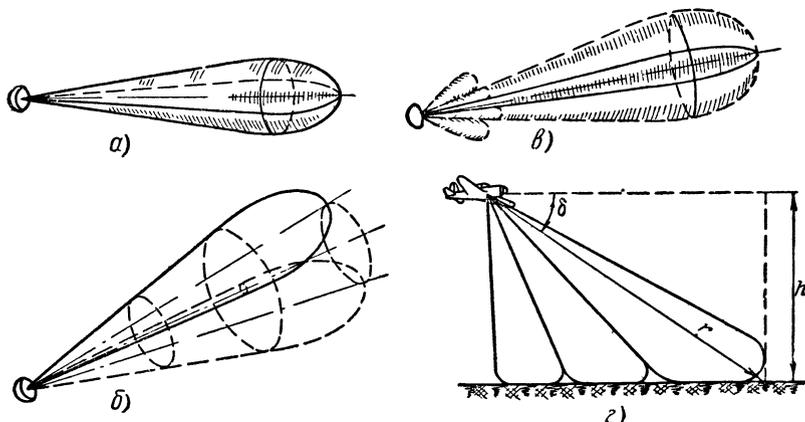
Как правило, радиолокационная антенна должна отличаться остронаправленным действием, так как от ширины ее диаграммы направленности зависит точность определения угловых координат объекта.

В диаграмме направленности антенны необходимо ослабить боковые лепестки и обратное излучение в связи с тем, что при нали-

чий излучения и приема в побочных направлениях возможна ошибка в определении координат данного объекта.

Конструкция большинства радиолокационных антенн должна быть рассчитана на ее вращение по углу азимута и изменение положения по углу места.

Габариты и вес радиолокационных антенн должны быть минимальными, что особенно важно для самолетных и в меньшей степени для других подвижных радиолокационных станций. Выполнение этого требования, с одной стороны, облегчается тем, что радиолокационные антенны работают в диапазоне УКВ, для кото-



Фиг. 9.1. Формы диаграмм направленности антенн УКВ.

а—игольчатая, *б*—для конического обзора, *в*—веерная, *г*—косеканс-квадратная.

рого характерны малые габариты и вес аппаратуры, а с другой стороны, затрудняется наличием механизмов вращения антенны, усложняющих конструкцию антенны.

Так как в приемную антенну радиолокационной станции поступают очень слабые сигналы, то все должно быть предусмотрено для передачи принятого сигнала на вход приемника с минимальными потерями.

Направленные радиолокационные антенны имеют игольчатые, веерные и специальные диаграммы направленности.

Игольчатая диаграмма направленности (фиг. 9.1, *а*) симметрична относительно направления максимального излучения и имеет малую ширину порядка нескольких градусов. Антенны с такой диаграммой направленности применяются для точного определения угловых координат объекта.

Диаграмма направленности антенны, применяемой для конического обзора (фиг. 9.1, *б*), в основе своей игольчатая, но ось этой диаграммы не совпадает с осью вращающейся антенны. Вследствие этого ось диаграммы направленности описывает в пространстве конус. Система конического обзора отличается повышенной точно-

стью определения угловых координат по сравнению с обзором при обычной игольчатой диаграмме направленности.

Поиск объекта при игольчатой диаграмме направленности затрудняется тем, что антенна одновременно облучает малый объем пространства. Для этих целей более пригодна веерная диаграмма направленности, которая в одной плоскости (обычно горизонтальной) имеет малую ширину угла, а в другой, перпендикулярной плоскости, — значительно большую. На фиг. 9.1, в показана такая диаграмма направленности (в горизонтальной плоскости — сплошной линией, а в вертикальной — пунктирной). При веерной диаграмме направленности можно достаточно точно определить одну угловую координату (обычно азимут) объекта и вместе с тем большую вероятность его обнаружения.

Примером специальной диаграммы направленности может служить косеканс-квадратная диаграмма (см. фиг. 9.1, г), которая требуется, в частности, для того, чтобы мощность на входе приемника самолетной радиолокационной станции не зависела от наклонной дальности r в пределах заданного угла обзора земной поверхности. Для косеканс-квадратной диаграммы направленности характерно увеличение плотности излучаемой мощности с уменьшением угла места δ , отсчитываемого от горизонта.

Наиболее общим является разделение антенн УКВ на вибраторные, бегущих волн и поверхностные. Первые представляют собой одиночные симметричные вибраторы (простейшие полуволновые, петлевые) или их комбинацию (синфазные антенны). Антеннами бегущих волн можно назвать директорные (типа «волновой канал»), диэлектрические, волноводно-щелевые и спиральные. В поверхностных антеннах излучение в открытое пространство и прием из него осуществляются телами, имеющими большую поверхность. К поверхностным антеннам относятся параболические, рупорные и линзовые. Вибраторные антенны называют также антеннами с линейными токами, а поверхностные — антеннами с поверхностными токами.

Для поверхностных антенн характерны два свойства.

Во-первых, вибраторные антенны участвуют не только в преобразовании тока высокой частоты в электромагнитные волны, но и в концентрации волн в определенных направлениях, в то время как в поверхностных антеннах эти функции разделены. Первая задача разрешается облучателем, которым, в частности, может быть вибраторная антенна, а вторая — формирование диаграммы направленности — выполняется собственно поверхностной антенной; при этом существенную роль играет дифракция волн.

Во-вторых, поверхностные антенны приближаются к оптическим системам. Это особенно характерно для антенн с зеркалами и линзами. Световые волны легко формируются в весьма узкие пучки, так как линейные размеры оптических систем несоизмеримо больше длины волны света ($\lambda=0,4\div 0,7$ мк). Из всего радиотехнического диапазона только на миллиметровых и сантиметровых волнах можно создать значительное превышение размеров антенны над длиной

волны. Это и определяет возможность применения на сантиметровых и миллиметровых волнах оптических методов остронаправленного излучения и приема.

Полуволновый и петлевой вибраторы относятся к слабонаправленным антеннам, синфазные и все поверхностные антенны — к остронаправленным, а антенны диэлектрические, поверхностных волн, спиральные и «волновой канал» занимают промежуточное положение между ними.

В диапазоне УКВ сопротивление излучения антенн в такой степени превышает сопротивление потерь, что в большинстве случаев можно считать к. п. д. антенн равным единице, а их коэффициенты усиления G и направленного действия D равными между собой.

§ 2. ВИБРАТОРНЫЕ АНТЕННЫ УЛЬТРАКОРОТКИХ ВОЛН

Полуволновые вибраторы. В диапазоне УКВ полуволновый вибратор имеет сравнительно малую длину. Обычно такой вибратор изготавливают в форме сплошного или полого металлического цилиндра с диаметром d , достаточно большим, чтобы получить тупую резонансную кривую и обеспечить широкую полосу пропускания антенны. Вследствие малой длины волны λ (большого отношения $\frac{d}{\lambda}$) это легко можно осуществить.

При использовании полуволнового вибратора в качестве антенны УКВ практический интерес представляет система крепления и питания вибратора. В целях уменьшения потерь в антенне и увеличения ее механической прочности целесообразно применение металлического изолятора. При питании полуволнового вибратора в пучности тока его входное сопротивление ($R_{вх} = R_{\Sigma п} = 73,1 \text{ ом}$) значительно меньше, а при питании в пучности напряжения — значительно больше ($R_{вх} = \frac{\rho_a^2}{R_{\Sigma п}} = 10 \div 14 \text{ ком}$) волнового сопротивления двухпроводной линии ($\rho_{\phi} = 300 \div 650 \text{ ом}$). Поэтому питание полуволнового вибратора при помощи двухпроводного фидера без согласующих устройств происходит при высоком коэффициенте стоячей волны.

Этого можно избежать, применив параллельное включение двухпроводного фидера по схеме фиг. 7.5 или петлевой вибратор (фиг. 9.2), предложенный А. А. Пистолькорсом в 1936 г.

Петлевой вибратор, называемый иначе шлейф-антенной, состоит из двух полуволновых вибраторов, включенных параллельно в точках a — b . Такой способ включения означает, что заряды (потенциалы) в крайних точках вибраторов a , b равны, а следовательно, токи в вибраторах B_1 и B_2 одинаковы по направлению и по величине.

Пусть петлевой и обычный полуволновый вибраторы излучают одинаковую мощность P_{Σ} и каждый из вибраторов B_1 и B_2 имеет сопротивление излучения $R_{\Sigma п}$, отнесенное к пучности тока с дейст-

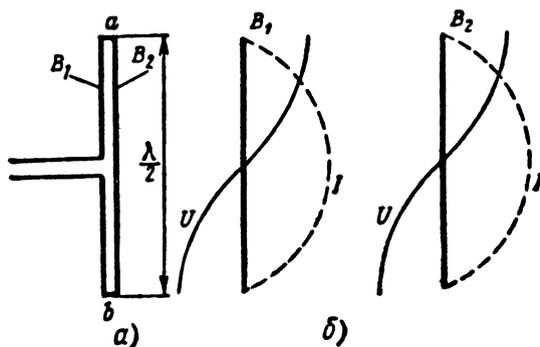
вующим значением $I_{eп}$. Тогда, имея в виду равенство токов в вибраторах B_1 и B_2 по величине и направлению, можно написать

$$P_{\Sigma} = (2I_{eп})^2 R_{\Sigmaп} = 4I_{eп}^2 R_{\Sigmaп}.$$

Через входные клеммы петлевого вибратора проходит ток $I_{eп}$. Значит, сопротивление излучения петлевого вибратора в 4 раза больше, чем обычного полуволнового вибратора:

$$\frac{P_{\Sigma}}{I_{eп}^2} = 4R_{\Sigmaп} = 4 \cdot 73,1 = 292,4 \text{ ом}.$$

Это позволяет получить удовлетворительное согласование с двухпроводным фидером, включенным в пучность тока. Наша про-



Фиг. 9. 2. Петлевой вибратор.

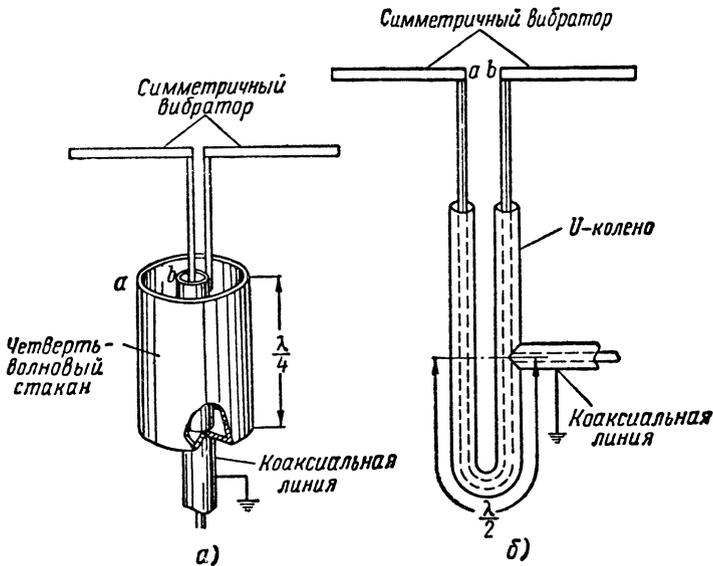
а—схема, б—распределение напряжения и тока в вибраторах B_1 и B_2 .

мышленность выпускает двухпроводный ленточный фидер КАТВ, имеющий $r_{\phi} = 300 \text{ ом}$, который не требует согласующих устройств для питания петлевого вибратора.

В диапазоне УКВ коаксиальный фидер имеет преимущества перед двухпроводным. Поэтому при большой длине питающей линии предпочтительнее применять схемы с коаксиальным фидером. Коаксиальный фидер с волновым сопротивлением $r_{\phi} = 75 \text{ ом}$ легко согласуется с обычным полуволновым вибратором, но так как коаксиальный фидер несимметричный, то необходимо принять меры к сохранению симметрии в полуволновом вибраторе. Если же этого не сделать, то в половине вибратора, присоединенной к внутреннему проводу фидера, пройдет бóльший ток, чем в другой половине. Это объясняется ответвлением некоторого тока с внутренней поверхности внешнего провода фидера на его наружную поверхность. Под влиянием тока, протекающего по наружной оболочке фидера, искажается диаграмма направленности антенны. Если такая антенна используется для радиоприема, то она улавливает помехи, наводимые на внешней оболочке фидера. Для симметрирования можно

использовать схемы с применением четвертьволнового стакана (фиг. 9.3, а) или U-колена (фиг. 9.3, б).

В первой схеме на коаксиальную линию надевают металлический стакан длиной $l = \frac{\lambda}{4}$, дно которого соединяется с внешним заземленным проводом линии. При этом получается четвертьволновая короткозамкнутая линия, входное сопротивление которой между точками a — b очень велико. В результате точка b оказывается изолированной от заземленного стакана, и ток, проходящий внутри фидера, на его внешнюю оболочку не ответвляется.



Фиг. 9.3. Питание симметричного вибратора через коаксиальную линию при помощи четвертьволнового стакана (а) и U-колена (б).

Во второй схеме внутренний провод коаксиальной линии через U-колено разветвляется к обеим половинам симметричного вибратора, причем длина пути тока к одной половине вибратора больше, чем к другой, на $\lambda/2$. Этим достигаются противоположная полярность потенциалов в точках a, b вибратора и полная симметрия выходного напряжения относительно земли.

В качестве примера практического использования полуволнового вибратора рассмотрим приемные телевизионные антенны, приведенные на фиг. 9.4.

Коаксиальный фидер Φ_1 типа РК-1 или РК-3 ($\rho_{\Phi} = 75 \text{ ом}$) от приемника разветвляется на два отрезка: Φ_2 длиной $\lambda_{\Phi}/4$ и Φ_3 длиной $\frac{3}{4} \lambda_{\Phi}$,

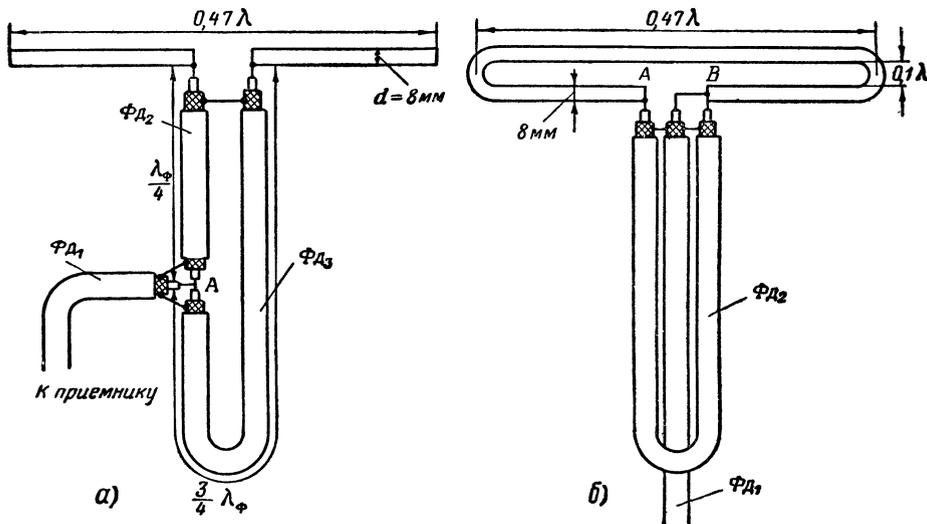
где

$$\lambda_{\Phi} = \frac{\lambda_{\text{ср}}}{\sqrt{\varepsilon/\varepsilon_0}} \text{ — длина волны в фидере;}$$

$\lambda_{\text{ср}}$ — средняя длина волны принимаемого телевизионного канала, вычисленная для воздуха;

$\varepsilon/\varepsilon_0 = 2,3$ — относительная диэлектрическая проницаемость материала, заполняющего фидер.

Свободные концы отрезков фидера подключаются к линейному полуволновому вибратору (фиг. 9.4, а). Так как вибратор питается



Фиг. 9.4. Схемы питания приемных телевизионных антенн через коаксиальные фидеры.

в пучности тока, то его входное сопротивление равно 73 ом , а каждая половина вибратора относительно земли имеет сопротивление $36,5 \text{ ом}$. Через отрезки фидеров $\Phi_{Д2}$ и $\Phi_{Д3}$ любое из этих сопротивлений трансформируется к сечению A в сопротивление $\frac{r_{\Phi}^2}{36,5} = \frac{75^2}{36,5} \approx 150 \text{ ом}$. Следовательно, фидер $\Phi_{Д1}$ в сечении A нагружен на сопротивление $\frac{150}{2} = 75 \text{ ом} = r_{\Phi}$, что и требуется для согласования.

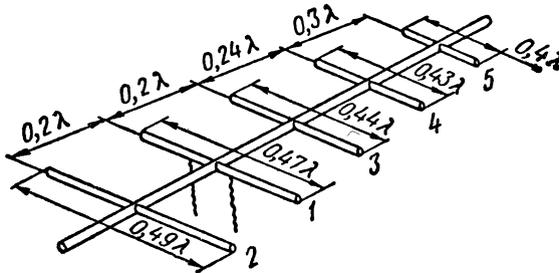
Вместе с тем симметрия схемы соблюдена вследствие применения U-колена.

Несколько по-иному подключается фидер к петлевому вибратору (фиг. 9.4, б). Приемный фидер $\Phi_{Д1}$ присоединяется только к одному концу вибратора B , а U-колено $\Phi_{Д2}$ длиной $\lambda_{\Phi}/2$ соединяет B с другим концом вибратора A . Оплетки всех отрезков фидера, как и в предыдущей схеме, замыкаются между собой и в месте подключения к приемнику заземляются. В данном случае

согласование происходит следующим образом. Так как входное сопротивление петлевого вибратора 293 ом , то между точкой A или B и землей сопротивление равно $\frac{293}{2} = 146,5 \text{ ом}$. Полуволновый шлейф $\Phi_{д2}$ передает без изменения сопротивление из A в B . Следовательно, в сечении B приемный фидер $\Phi_{д1}$ замкнут на сопротивление $\frac{146,5}{2} = 73,25 \text{ ом} \approx \rho_{\text{ф}}$, т. е. имеет место согласование.

§ 3. АНТЕННА ТИПА «ВОЛНОВОЙ КАНАЛ»

Эта антенна (фиг. 9.5), называемая также *директорной*, состоит из активного вибратора 1 , соединенного с передатчиком или приемником, и ряда пассивных вибраторов $2, 3, 4, 5$. Все они расположены в одной горизонтальной плоскости. Пассивный вибратор 2 ,



Фиг. 9.5. Антенны типа «волновой канал».

называемый рефлектором, находится по одну сторону, а другие вибраторы $3, 4, 5 \dots$, называемые директорами, — по другую сторону от активного вибратора. Эта система вибраторов обеспечивает направленное излучение от рефлектора к директорам.

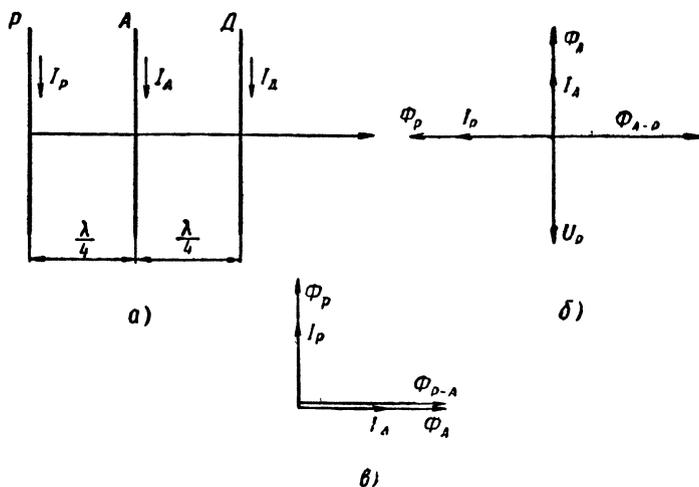
Пассивные вибраторы прикрепляют к стреле без изоляторов, даже если стрела металлическая, так как в середине вибраторов напряжение равно нулю. Стрела расположена перпендикулярно электрическому полю вибраторов, а поэтому она не влияет на процесс излучения и приема электромагнитных волн.

В антенне «волновой канал» ток в каждом последующем (по направлению излучения волны) вибраторе должен отставать по фазе на такой же угол, как и волна, распространяемая между этими вибраторами в свободном пространстве.

В результате каждый вибратор усиливает волну, распространяемую в главном направлении, что характерно для антенн бегущих волн.

Сначала рассмотрим идеализированный случай, когда антенна состоит из основного вибратора A , одного рефлектора P и одного директора D (фиг. 9.6,а), причем токи во всех вибраторах возбуждаются от генератора и имеют равную величину. Убедимся в том,

что максимальная направленность антенны получится, если расстояние между вибраторами равно $\lambda/4$ и ток рефлектора опережает, а ток директора отстает по фазе на 90° от тока активного вибратора. Действительно, ток I_A вибратора А создает магнитный поток Φ_A , который совпадает с ним по фазе и, пройдя расстояние $\lambda/4$, достигает рефлектора (Φ_{A-P}) с отставанием по фазе на 90° (фиг. 9.6, б). Вместе с тем ток рефлектора I_P , опережающий по условию I_A на 90° , создает свой магнитный поток $\Phi_P = \Phi_{A-P}$, который находится в противофазе с Φ_{A-P} . Следовательно, в направлении от активного вибратора к рефлектору излучения нет.



Фиг. 9.6. Фазовые соотношения в антенне типа «волновой канал».

В обратном направлении происходит следующее (фиг. 9.6, в). Ток I_P возбуждает поток Φ_P , который достигает вибратора А с отставанием по фазе на 90° . Этот поток Φ_{P-A} совпадает по фазе с собственным потоком Φ_A активного вибратора, так как по условию I_P опережает I_A на 90° . Таким образом, поля в направлении от рефлектора к активному вибратору арифметически складываются.

На фиг. 9.6, б показано, что магнитный поток Φ_{A-P} индуцирует в рефлекторе напряжение U_P , которое отстает по фазе от Φ_{A-P} на 90° и, следовательно, опережает по фазе на такой же угол ток рефлектора I_P . Это значит, что если рефлектор пассивный, как в антенне «волновой канал», то такой рефлектор должен иметь сопротивление индуктивного характера, т. е. длину $l > \frac{\lambda}{2}$.

Аналогично доказывается, что входное сопротивление директора антенны «волновой канал» должно быть емкостного характера ($l < \frac{\lambda}{2}$), чтобы ток директора I_D отставал по фазе от тока активного

вibratora I_A на 90° и директор тем самым направляя «на себя» излучаемые волны.

Приведенные рассуждения нуждаются в некоторых поправках, так как они не учитывают всех особенностей работы антенны. Поле, в котором находятся пассивные вибраторы, сложное: оно состоит из поля излучения и поля индукции. Эти поля к тому же усложняются взаимодействием активного и пассивного вибраторов. Существенно и то, что ток в пассивном вибраторе всегда меньше тока в активном.

Диаграмма направленности антенны, состоящей из активного и пассивного вибраторов, зависит от угла сдвига фазы γ тока в пассивном вибраторе относительно тока в активном. Этот угол равен сумме углов сдвига фазы напряжения, наводимого в пассивном вибраторе, относительно тока в активном вибраторе (γ_1) и сдвига фазы тока в пассивном вибраторе относительно напряжения, наводимого в этом вибраторе (γ_2):

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2.$$

Угол γ_1 зависит от расстояния между вибраторами s , а угол γ_2 определяется длиной пассивного вибратора, т. е. степенью отклонения его от резонанса.

С увеличением расстояния s между вибраторами напряжение U_{Π} , наводимое в пассивном вибраторе при неизменном токе активного вибратора, уменьшается по величине и в большей степени отстает по фазе (γ_1) от тока в активном вибраторе.

Таблица 9.1

Зависимость напряжения от расстояния между пассивным и активным вибраторами

s	U_{Π} s	γ_1°
0,1 λ	70	-165
0,15 λ	61	-180
0,20 λ	55	-195
0,25 λ	50	-215

Это подтверждается табл. 9.1, данные которой сняты при токе в активном вибраторе, равном I_A .

На фиг. 9.7 показаны диаграммы направленности антенны, состоящей из активного A и пассивного Π вибраторов. Диаграммы, расположенные по вертикали, соответствуют одному значению расстояния между вибраторами s , а следовательно, и одному значению γ_1 , а диаграммы, рас-

положенные по одной горизонтали, сняты при одинаковом значении длины вибратора, т. е. при равных углах γ_2 . Благодаря этому, ориентируясь по параметрам, соответствующим положению данной диаграммы по вертикали (γ_1) и горизонтали (γ_2), легко определить угол сдвига фазы тока в пассивном вибраторе относительно тока в активном вибраторе:

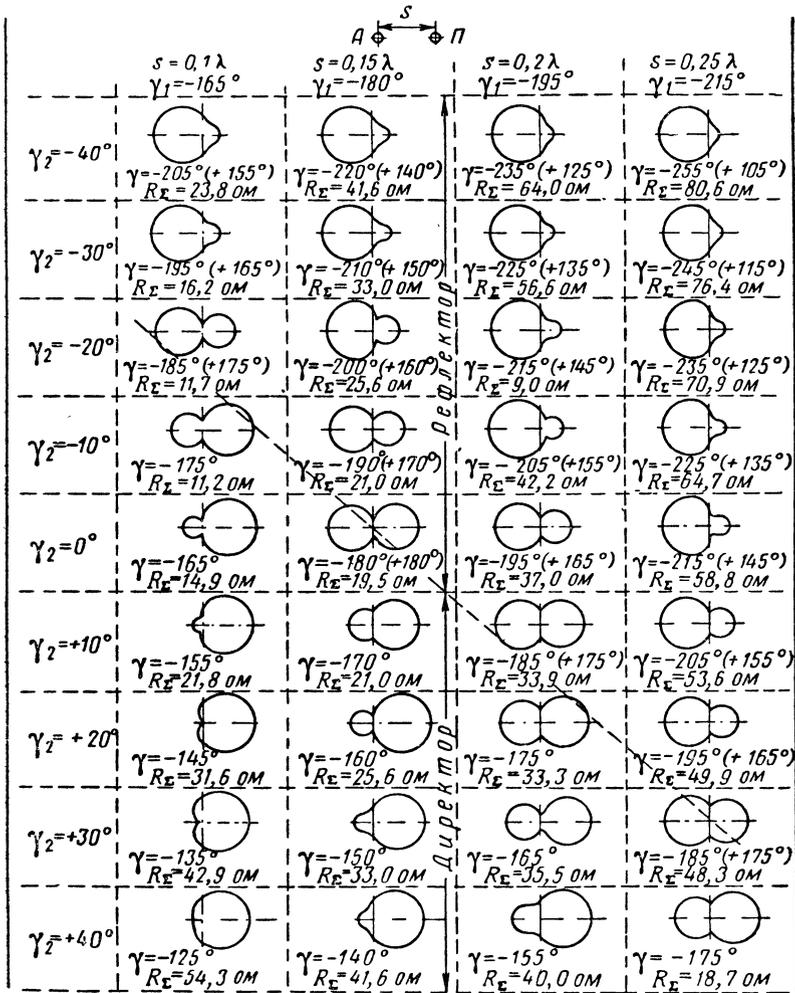
$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2.$$

Исследуя эти диаграммы, можно отметить следующее:

1. Если угол γ находится в первых двух четвертях, то пассивный вибратор выполняет роль рефлектора. Если же угол γ расположен

в третьей и четвертой четвертях, то тот же вибратор является директором.

Иными словами, ток в рефлекторе имеет опережение по фазе, а ток в директоре — отставание по фазе относительно тока в активном вибраторе.



Фиг. 9. 7. Диаграммы направленности антенны, состоящей из активного и пассивного вибраторов, при различном расстоянии между ними и различной длине (настройке) пассивного вибратора.

2. Существуют вполне определенные значения $\gamma_1(s)$, γ_2 и γ , при которых пассивный вибратор наиболее эффективно работает как рефлектор или директор. Например, для получения необходимого эффекта рефлектора целесообразно устанавливать:

- а) $s = 0,15\lambda$ ($\gamma_1 = -180^\circ$); $\gamma_2 = -40^\circ$;
 б) $s = 0,2\lambda$ ($\gamma_1 = -195^\circ$); $\gamma_2 = -40^\circ$.

Пассивный вибратор наиболее успешно работает как директор при

- в) $s = 0,1\lambda$ ($\gamma_1 = -165^\circ$); $\gamma_2 = +20^\circ$;
 г) $s = 0,15\lambda$ ($\gamma_1 = -180^\circ$); $\gamma_2 = +40^\circ$.

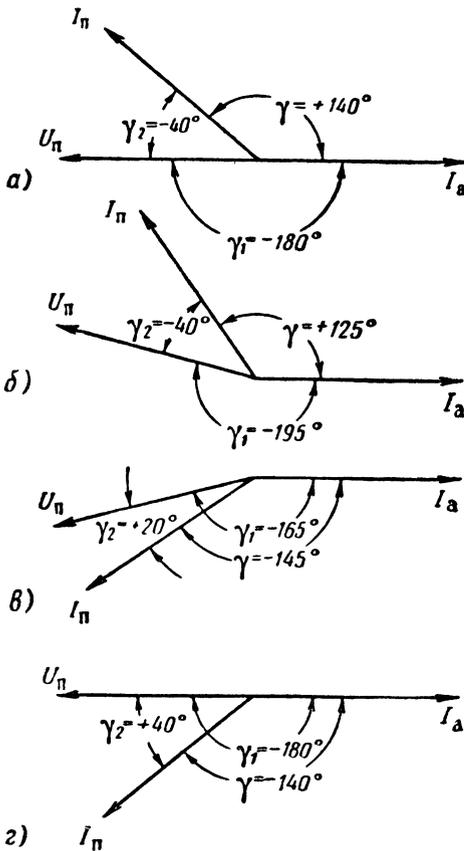
Эти частные случаи иллюстрируются векторными диаграммами (фиг. 9.8), где

I_a — ток в активном вибраторе;

U_{II} — напряжение, наводимое в пассивном вибраторе;

I_{II} — ток в пассивном вибраторе.

3. Отрицательные значения угла γ_2 для рефлектора и положительные значения этого угла для директора служат доказательством того, что ток в рефлекторе отстает по фазе от наводимого в нем напряжения, а ток в директоре имеет опережение по фазе относительно напряжения на нем. Следовательно, рефлектор должен иметь характер индуктивного сопротивления, а директор — емкостного. Для этого при настроенном в резонанс полуволновом активном вибраторе рефлектор должен быть несколько длиннее, а директор короче половины длины волны.



4. Входное сопротивление активного вибратора под влиянием пассивного вибратора, как правило, оказывается меньше сопротивления излучения одиночного полуволнового вибратора (73,1 ом).

Таким образом, приведенные выше рассуждения подтверждаются с некоторыми поправками, а именно: расстояние между вибраторами должно несколько отличаться от $\lambda/4$ и, кроме того, пассивные вибраторы полностью не исключают излучения в направлении от директоров к рефлектору.

Фиг. 9.8. Векторные диаграммы напряжений и токов в антенне, состоящей из активного и пассивного вибраторов.

Форма диаграммы направленности антенны типа «волновой канал» зависит от числа вибраторов в антенне и, в частности, от числа директоров. Увеличение числа директоров способствует усилению направленного действия антенны. Ориентировочно коэффициент направленного действия антенны «волновой канал» выражается уравнением

$$D = k_1 \frac{l_a}{\lambda}, \quad (9.1)$$

где l_a — общая длина антенны (от рефлектора до крайнего директора);
 $k_1 = 5 \div 10$ — коэффициент, зависящий от числа директоров.

Чем больше директоров в антенне, тем труднее обеспечить наиболее выгодные фазовые сдвиги между токами в вибраторах и тем меньше k_1 . Обычно число директоров в антенне не превышает 10. При этом ширина диаграммы направленности $2\varphi' \approx 20 \div 40^\circ$.

Для приближенных расчетов диаграмм направленности антенн «волновой канал» можно использовать уравнение, выведенное для антенн бегущих волн:

$$F(\varphi) = A \frac{\sin \frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi)}{\frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi)}, \quad (5.44)$$

где φ — угол, отсчитываемый от направления стрелы;

$k = \frac{\lambda}{\lambda_{ст}}$ — отношение длины волны в воздухе к длине волны вдоль стрелы, в данном случае $k \approx 1$;

A — коэффициент, выражающий направленность полуволнового вибратора; для горизонтальной плоскости (E)

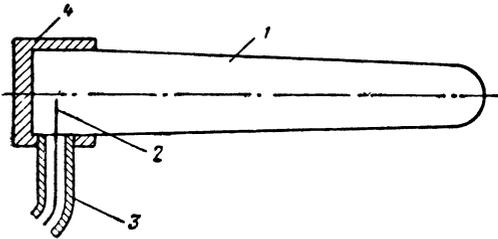
$$A = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \varphi\right)}{\cos \varphi}, \text{ а для вертикальной (H) } A = 1.$$

Так как каждый дополнительный вибратор в антенне изменяет характер ее поля, то оптимальные размеры антенны с несколькими директорами (см. фиг. 9.5) отличаются от указанных оптимальных размеров антенны с двумя вибраторами. Иногда для облегчения согласования антенны с фидером в качестве активного вибратора используют петлевой.

Антенны директорного типа находят применение в диапазоне метровых и дециметровых волн. Преимущество этих антенн — простоте схемы питания и конструкции и в малых габаритах. К недостаткам антенн директорного типа относится трудность подбора размеров вибраторов и расстояния между ними. Директорные антенны узкополосные вследствие того, что направленность таких антенн в большой мере определяется фазовыми соотношениями, зависящими от частоты.

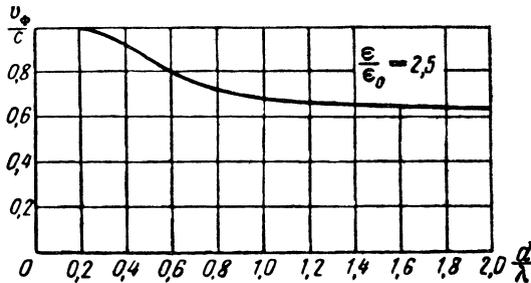
§ 4. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ АНТЕННЫ

Диэлектрические антенны представляют собой один или несколько конусообразных стержней, изготовленных из диэлектрика с малыми потерями. Для изготовления антенн широко применяют полистирол, имеющий относительную диэлектрическую проницаемость $\epsilon/\epsilon_0=2,5$ и угол потерь $10^{-2} \div 5 \cdot 10^{-3}$.



Фиг. 9.9. Диэлектрическая антенна.

Стержень 1 возбуждается стержнем 2, являющимся продолжением внутреннего провода коаксиальной линии 3, питающей антенну. Наружный провод линии соединяется с металлическим патроном 4, который отражает волны, возбуждаемые стержнем, и этим обеспечивает распространение энергии вдоль стержня по другую сторону от стержня. В некоторых конструкциях одну половину стержня срезают, а другую помещают на металлическое основание, которым, по методу зеркальных изображений, восполняется недостающая половина стержня.



Фиг. 9.10. Зависимость фазовой скорости электромагнитных волн в диэлектрическом стержне от отношения его диаметра к длине волны.

В § 10 гл. VIII показано, что в диэлектрическом стержне соответствующего сечения распространяются электромагнитные волны, которые по структуре полей можно отнести к волнам типа HE_{11} (см. фиг. 8.24). Электромагнитные поля распространяемой волны существуют не только внутри, но и вне стержня. Соотношение между энергией, переносимой по стержню и за его пределами, зависит от отношения диаметра стержня d к длине волны λ .

Если d/λ велико (фиг. 9.10), то электромагнитные поля в основном концентрируются внутри стержня и распространяются, как в волноводе. Фазовая скорость волн примерно такая же, как в не-

ограниченной среде с диэлектрической проницаемостью ϵ данного стержня $\left(v_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon/\epsilon_0}}\right)$. По мере уменьшения d/λ все бóльшая часть энергии переносится вне стержня, усиливается излучение энергии во внешнюю среду, фазовая скорость возрастает, и когда $\frac{d}{\lambda} < 0,2 \div 0,25$, эта скорость становится равной скорости света.

Соответственно изменяется и волновое сопротивление.

Погонная емкость диэлектрика больше, чем воздуха. Следовательно, волновое сопротивление диэлектрика меньше, чем воздуха. Так как с уменьшением d/λ увеличивается количество энергии, переносимой вне стержня, то его волновое сопротивление ρ_a возрастает, и когда d/λ становится меньше 0,29, ρ_a оказывается весьма близким к волновому сопротивлению свободного воздушного пространства.

Этим объясняется целесообразность применения конусообразных стержней в качестве диэлектрических антенн. Возле патрона стержень должен иметь максимальный диаметр

$$d_{\max} \approx 0,565 \frac{\lambda}{\sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0} - 1}}, \quad (9.2)$$

при котором энергия переносится, как в волноводе, затем диаметр d должен уменьшаться до величины

$$d_{\min} \approx 0,35 \frac{\lambda}{\sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0} - 1}}, \quad (9.3)$$

при которой излучатель оказывается почти полностью согласованным с внешней средой. Вследствие уменьшения диаметра стержня усиливается излучение с его поверхности и вместе с тем удается избежать значительных отражений от конца стержня.

Структура электрического поля в стержне такова, что во всем его объеме находятся поперечные элементарные токи смещения, фаза которых изменяется по оси согласно режиму бегущих волн. Следовательно, к диэлектрической антенне применимо уравнение диаграммы направленности антенны бегущей волны

$$F(\varphi) = A \frac{\sin \frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi)}{\frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi)}, \quad (5.44)$$

где φ — угол между данным направлением и осью стержня;
 A — коэффициент, выражающий направленность элементарного излучателя: для плоскости E $A = \cos \varphi$, а для плоскости H $A = 1$;

$k = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{ст}}}$ — отношение длины волны в воздухе к длине волны в стержне.

Так как $\lambda = \frac{c}{f}$, а $\lambda_{\text{ст}} = \frac{v_{\phi}}{f}$, то коэффициент $k = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{ст}}} = \frac{c}{v_{\phi}}$ зависит от выбора диаметра стержня. Зная d_{max} и d_{min} , определяем средний диаметр $d = \frac{d_{\text{min}} + d_{\text{max}}}{2}$ и по фиг. 9.10 находим $\frac{v_{\phi}}{c}$ и обратную величину $k = \frac{c}{v_{\phi}}$.

Усиление антенны зависит от ее длины l_a . По мере увеличения l_a основной лепесток диаграммы направленности становится острее, но при этом увеличиваются число и интенсивность боковых лепестков, за счет которых уменьшается коэффициент усиления. Следовательно, при данном значении k существует оптимальная длина l_a , соответствующая максимальному коэффициенту усиления антенны в ее осевом направлении. Эта длина определяется равенством

$$k = 1 + \frac{\lambda}{2l_a}. \quad (7.7)$$

При оптимальных размерах диэлектрического стержня

$$D \approx G \approx (7 \div 8) \frac{l_a}{\lambda}. \quad (9.4)$$

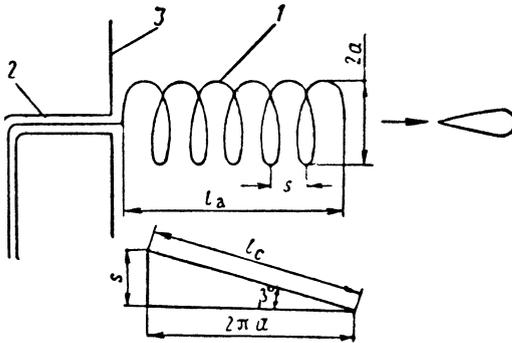
Если согласно расчету длина стержня окажется больше 10λ , то переходят к конструкции многостержневой антенны (фиг. 9.11), в которой все стержни возбуждаются синфазно. Уравнение диаграммы направленности такой антенны отличается от уравнения (5.44) дополнительным множителем, учитывающим наличие N стержней на расстоянии a один от другого в плоскости исследуемой диаграммы, т. е.

$$F(\varphi) = A \frac{\sin \left[\frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi) \right]}{\frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi)} \cdot \frac{\sin \left(\frac{N\pi}{\lambda} a \sin \varphi \right)}{\sin \left(\frac{\pi}{\lambda} a \sin \varphi \right)}. \quad (9.5)$$

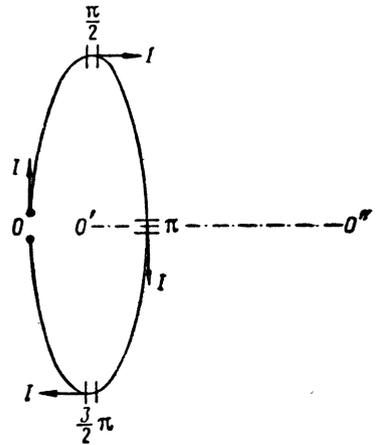
§ 5. СПИРАЛЬНЫЕ АНТЕННЫ

Спиральная антенна представляет собой свернутый в спираль провод 1, который питается через коаксиальный фидер 2 (фиг. 9.12). Внутренний провод фидера соединяется со спиралью, а внешняя оболочка фидера — с металлическим диском 3.

Свойства спиральной антенны в значительной мере определяются формой и размерами спирали. По форме спираль может быть не только цилиндрической, как на фиг. 9.12, но и конической или иметь вид ломаной линии. Цилиндрическая спиральная антенна характеризуется следующими геометрическими размерами:



Фиг. 9.12. Спиральная антенна.



Фиг. 9.13. Виток спиральной антенны.

- a — радиус спирали;
- s — шаг спирали;
- l_c — длина одного витка спирали;
- n — число витков спирали;
- l_a — длина спирали по ее оси;
- β — угол подъема спирали.

Как видно из схемы антенны и изображения развернутого витка спирали (фиг. 9.12), между размерами антенны имеются следующие зависимости:

$$l_a = ns; \quad s = l_c \sin \beta; \quad \operatorname{tg} \beta = \frac{s}{2\pi a}.$$

Если $s=0$, то угол $\beta = \operatorname{arc} \operatorname{tg} s/2\pi a = 0$, т. е. вся спираль образует рамку, плоскость которой перпендикулярна оси антенны. Такая рамка имеет очень малую действующую высоту и весьма слабую направленность.

В другом крайнем случае $s \rightarrow \infty$, а угол $\beta \rightarrow 90^\circ$, т. е. шаг намотки настолько велик, что провод спирали вытягивается в прямую линию. Такая антенна, как известно, не излучает вдоль своей оси, главный максимум ее диаграммы направленности наклонен к этой оси. Спиральные антенны с углом β , близким к 0 или 90° , не имеют существенных преимуществ ни перед обычной рамочной антенной, ни перед обычной проволочной.

На основании опытных данных¹ установлено, что наиболее целесообразны спиральные антенны, в которых $\beta = 12 \div 20^\circ$, а длина каждого витка спирали l_c равна или близка к длине волны λ . Последнее имеет целью создание в антенне режима бегущих волн. Такой режим возможен потому, что ток, проходя по спирали, излучает с ее поверхности электромагнитные волны. Чем интенсивнее излучение, тем больше затухает волна тока в спирали, тем меньше она отражается от ее конца.

На фиг. 9.13 показано распределение фазы в одном витке, длина которого равна длине волны, а шаг настолько мал, что виток кажется плоским.

В пределах одного витка амплитуду тока можно считать одинаковой. Расстояние от любого сечения витка до любой точки оси $O'O''$ также одинаково. Вместе с тем сдвиг по фазе в диаметрально противоположных сечениях витка, равный π , компенсируется противоположным направлением тока (на фиг. 9.13 это показано для сечений с фазами $\frac{\pi}{2}$ и $\frac{3}{2}\pi$ или 0 и π). Значит, поля всех

сечений витка имеют одинаковые амплитуду и фазу в любой точке оси $O'O''$. Отсюда следует вывод, что рассматриваемая антенна создает максимальное излучение в осевом направлении.

Второй особенностью данной спиральной антенны является круговая или эллиптическая поляризация излучаемых ею волн.

Участки, расположенные вертикально, создают вертикально поляризованное поле, горизонтальные участки возбуждают горизонтально поляризованное поле, а поле промежуточных участков имеет и горизонтальную и вертикальную поляризацию. Эти составляющие сдвинуты по фазе на 90° , в чем можно убедиться на примере вертикального участка с фазой 0 и горизонтального участка с фазой $\pi/2$. В таких условиях излучаемая волна приобретает круговую поляризацию (см. § 6 гл. III). Если амплитуды горизонтально и вертикально поляризованных составляющих не равны между собой, то волны получают эллиптически поляризованными.

Третья особенность рассматриваемой антенны — ее диапазонность. Для того чтобы убедиться в этом, нужно прежде всего доказать, что осевое направление максимального излучения сохраняется неизменным в широком диапазоне частот.

Обозначим:

l_c — длина одного витка спирали;

$v_c, \lambda_c, \alpha_c = \frac{2\pi}{\lambda_c}$ — фазовая скорость, длина волны и фазовая постоянная волны вдоль витка;

$c, \lambda, \alpha = \frac{2\pi}{\lambda}$ — скорость распространения, длина волны и фазовая постоянная волны в воздухе;

¹ Г. С. Айзенберг, Антенны ультракоротких волн, Связьиздат, 1957.

$k = \frac{\lambda}{\lambda_c} = \frac{c}{v_c}$ — коэффициент, показывающий, во сколько раз фазовая скорость волны в воздухе больше, чем в спирали.

Пользуясь этими обозначениями, условие распределения одной длины волны в плоском витке можно записать так:

$$a_c l_c = 2\pi$$

или

$$\frac{2\pi}{\lambda_c} l_c = 2\pi.$$

Так как в действительности соседние витки разделены шагом s , на протяжении которого волна распространяется со скоростью c , то условие получения бегущей волны в спирали принимает вид

$$a_c l_c - a s = 2\pi.$$

Левая часть равенства

$$\frac{2\pi}{\lambda_c} l_c - \frac{2\pi}{\lambda} s = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} l_c - s \right) = \frac{2\pi}{\lambda} (k l_c - s).$$

Отсюда

$$k l_c = s + \lambda. \quad (9.6)$$

Если допустима некоторая эллиптичность поляризации, то можно получить максимальный коэффициент усиления антенны. Для этого между полями начального и конечного элементов спирали вдоль ее оси должен быть сдвиг по фазе, равный π , т. е. в каждом витке должен создаваться дополнительный сдвиг по фазе, равный π/n :

$$\frac{2\pi}{\lambda} (k l_c - s) = 2\pi + \frac{\pi}{n} \quad \text{или} \quad k l_c = s + \lambda + \frac{\lambda}{2n}. \quad (9.7)$$

Опытным путем установлено, что с увеличением длины волны λ фазовая скорость волн вдоль спирали v_c уменьшается, а коэффициент $k = \frac{c}{v_c}$ увеличивается. Вследствие этого равенства (9.6), (9.7), обеспечивающие максимум излучения по оси спирали, сохраняются в широком диапазоне частот.

Кроме того, благодаря режиму бегущих волн спиральная антенна имеет входное сопротивление активного характера. Все это определяет широкий диапазон частот спиральной антенны.

Диаграмма направленности такой антенны приблизительно описывается уравнением, выведенным для антенн бегущих волн:

$$F(\varphi) = A \frac{\sin \frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi)}{\frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi)}. \quad (5.44)$$

Коэффициент A выражает направленные свойства одного витка, которые настолько малы, что можно принять $A=1$. Наиболее выгодное значение $k = \frac{c}{v} = 1,2$.

Для расчета спиральных цилиндрических антенн опытным путем найдены следующие формулы:

ширина диаграммы направленности

$$2\varphi' = \left(\frac{52}{\frac{l_c}{\lambda} \sqrt{\frac{l_a}{\lambda}}} \right)^\circ; \quad (9.8)$$

коэффициент направленного действия

$$G \approx D = 15 \left(\frac{l_c}{\lambda} \right)^2 \frac{l_a}{\lambda}; \quad (9.9)$$

входное сопротивление

$$R_{вх} \approx 140 \frac{l_c}{\lambda} \text{ ом}. \quad (9.10)$$

Спиральные антенны применяются самостоятельно на метровых и дециметровых волнах и как облучатели на сантиметровых.

§ 6. АНТЕННЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Антеннами поверхностных волн называются такие, излучение которых основано на применении замедляющей структуры.

На фиг. 9.14, *a* показан эскиз одного из возможных вариантов антенны поверхностных волн. Рупор 1 возбуждает бегущие волны в замедляющей структуре 2. Такая структура, имеющая вид металлической пластины с прямоугольными выступами, описана в § 12 гл. VIII. Волны, распространяемые вдоль ребристой поверхности, имеют фазовую скорость v_ϕ , меньшую скорости света c .

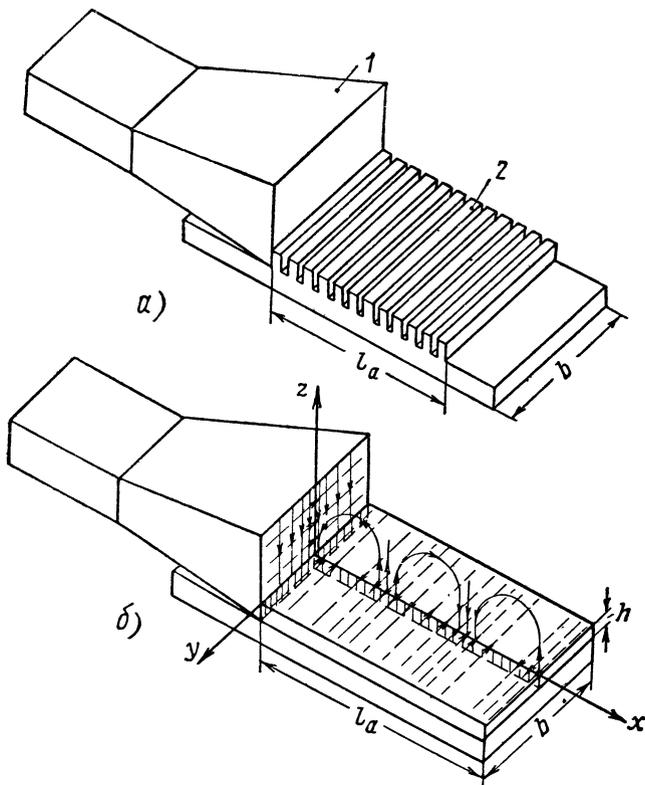
Так как расстояние между выступами значительно меньше длины волны, то замедляющую структуру 2 можно представить в виде сплошного слоя высотой h , шириной b и длиной l_a (фиг. 9.14, *b*).

Волна TE_{01} , выходя из рупора 1, распространяется вдоль оси x над поверхностью 2, как волна ТЕМ. Магнитное поле на этой поверхности имеет только одну составляющую H_y , параллельную оси y , а электрическое поле — две: поперечную E_z и продольную E_x , т. е. электрические силовые линии расположены в плоскостях, параллельных координатной плоскости zx . Поперечная составляющая электрического поля E_z и магнитное поле H_y совпадают по фазе. За счет этих составляющих бегущая волна переносит энергию вдоль оси x . Амплитуда напряженности электрического поля распределяется по стороне b , как в рупоре, по косинусоидальному закону:

E_z максимальна при $y=0$ и равна нулю при $y = \pm \frac{b}{2}$.

Для составления уравнений диаграмм направленности антенны рассмотрим два сечения замедляющей структуры: электрической

плоскостью zx и магнитной zy (оба сечения заштрихованы на фиг. 9.14, б). Так как в этих сечениях находится поперечная составляющая электрического поля, то каждое сечение можно представить состоящим из элементарных поперечных электрических вибраторов, образующих бегущие волны с фазовой скоростью v_ϕ по длине



Фиг. 9.14. Антенна поверхностных волн.

структуры l_a . Отсюда находим уравнение диаграммы направленности в плоскости E :

$$F(\theta) = \sin \theta \frac{\sin \left[\frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \theta) \right]}{\frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \theta)}, \quad (9.11)$$

где $k = \frac{c}{v_\phi}$ — коэффициент замедления волны в структуре.

Первый множитель уравнения выражает направленные свойства элементарного вибратора в плоскости E , а второй — взаимодействие этих вибраторов в антенне бегущей волны.

В плоскости H каждый элементарный вибратор ненаправленный, но так как амплитуда поля по стороне b распределяется косинусоидально, то согласно формулам (5.50), (5.45) уравнение диаграммы направленности принимает вид

$$F(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{1 - \left(\frac{2b}{\lambda} \sin \varphi\right)^2} \frac{\sin\left[\frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi)\right]}{\frac{\pi l_a}{\lambda} (k - \cos \varphi)}. \quad (9.12)$$

Углы φ и θ отсчитываются от оси x .

К антенне поверхностных волн применимы основные соотношения, выведенные для антенны бегущих волн. Следовательно, антенна поверхностных волн имеет максимальный коэффициент направленного действия

$$D \approx (7 \div 8) \frac{l_a}{\lambda} \quad (9.4)$$

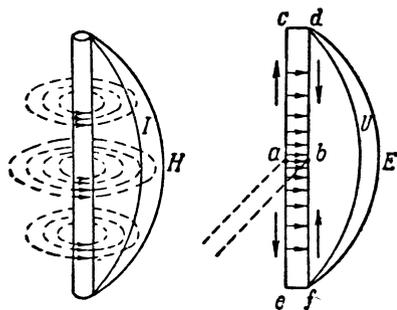
при оптимальном коэффициенте замедления волны

$$k = 1 + \frac{\lambda}{2l_a}. \quad (7.7)$$

Антенны поверхностных волн могут быть использованы на сантиметровых и дециметровых волнах. Они широкополосны, просты по конструкции, имеют малую высоту и надежны в эксплуатации. Это дает основания полагать, что антенны поверхностных волн найдут широкое применение, особенно в авиации.

§ 7. ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ

Щелевыми антеннами называются такие, в которых излучение и прием электромагнитных волн осуществляются при помощи одной или нескольких щелей, прорезанных в волноводе или объемном резонаторе. Теория щелевых (дифракционных) антенн разработана советскими учеными М. С. Нейманом, А. А. Пистолькорсом и Я. Н. Фельдом. В основу этой теории положен принцип двойственности, вытекающий из взаимосвязи между электрическими и магнитными полями. Пользуясь этим принципом, к щелевым антеннам можно применить основные положения теории электрических вибраторных антенн.



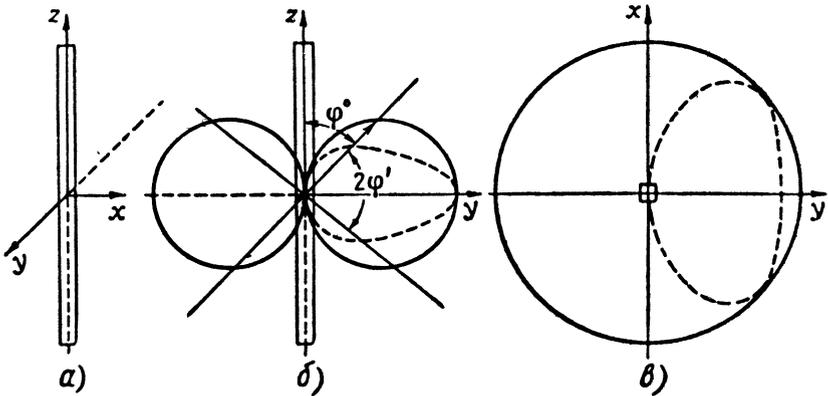
Фиг. 9.15. Аналогия между щелевой и проволочной антеннами.

Если в неограниченной проводящей плоскости (фиг. 9.15) про-

резать узкую щель, длина которой равна половине длины волны, и к середине ab этой щели подвести питание от генератора соответствующей частоты, то в щели возникнут стоячие волны как результат отражения от крайних граней cd , ef . Характерно, что в данном случае магнитное поле полуволнового вибратора подобно электрическому полю щелевой антенны:

— магнитное поле полуволнового вибратора расположено в плоскости, перпендикулярной его оси, и не имеет тангенциальной составляющей на поверхности вибратора; электрическое поле щелевой антенны расположено в плоскости, перпендикулярной широкой стороне щели, не имея на ней продольной составляющей;

— магнитное поле полуволнового вибратора максимально по напряженности в середине вибратора и равно нулю на его концах; электрическое поле щелевой антенны максимально по напряженности в середине щели и уменьшается до нуля на ее краях.



Фиг. 9. 16. Диаграмма направленности полуволновой щели.

Отсюда следует, что щелевая антенна, так же как вибраторная, способна излучать электромагнитные волны; только плоскости расположения электрического и магнитного полей в этих случаях различны. В то время как вертикальный вибратор создает вертикально-поляризованные волны, вертикальная щель возбуждает горизонтально-поляризованные волны. Исходя из приведенной аналогии, вибраторные антенны называют *электрическими*, а щелевые — *магнитными*.

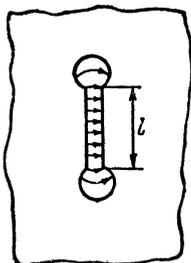
Процесс излучения щелевой антенны можно представить и другим способом: щель возбуждается при условии, что она перерезает линии тока проводимости; ток в щели переходит в ток смещения, который в свою очередь вызывает электромагнитные волны с магнитным полем, перпендикулярным линиям тока смещения, а следовательно, направленным вдоль оси щели. Диаграмма направленности полуволновой щели такая же, как и полуволнового вибратора (фиг. 9. 16).

Согласно уравнению этой диаграммы

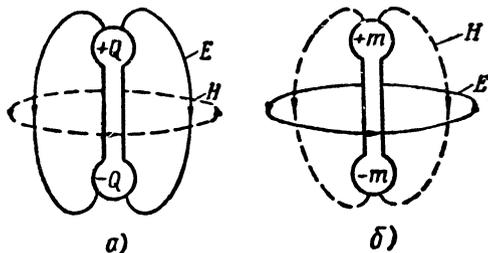
$$F(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin \varphi}$$

направленность излучения щелевой антенны в плоскости zy , проходящей через ось щели, описывается восьмеркой, а в плоскости xy , перпендикулярной оси, антенна имеет ненаправленный характер. Ширина диаграммы направленности полуволновой щели $2\varphi' = 78^\circ$.

Любой элементарный участок щели является элементарным магнитным вибратором. Для него характерно постоянство амплитуды и фазы напряжения на всем участке. Практически такой виб-



Фиг. 9.17. Элементарный магнитный диполь.



Фиг. 9.18. Электрическое и магнитное поля электрического (а) и магнитного (б) элементарных диполей.

ратор (диполь) можно получить, прорезав в металлической плоскости узкую щель длиной $l \ll \lambda$ с круглыми отверстиями на концах (фиг. 9.17). Условно магнитный диполь изображается как электрический, но электрические заряды $+Q$ и $-Q$ в нем заменяются магнитными массами $+m$ и $-m$ (фиг. 9.18). Электрические и магнитные поля этих диполей имеют обратное расположение.

Диаграмма направленности элементарного магнитного диполя такая же, как электрического диполя Герца:

$$F(\varphi) = \sin \varphi,$$

где угол φ отсчитывается от оси диполя.

Определим активную и реактивную составляющие проводимости щелевой антенны, пользуясь принципом двойственности.

Напряженность электрического поля в пучности

$$E_m = \frac{U_m}{d},$$

где U_m — напряжение в пучности;
 d — ширина щели.

Эквивалентный электрический вибратор представляет собой ленту шириной d . Ближайшие к ленте магнитные линии имеют длину $\oint dl = 2d$. Следовательно, согласно закону полного тока напря-

женность магнитного поля H_m в пучности тока I_m эквивалентного вибратора

$$H_m = \frac{I_m}{2d},$$

а отношение

$$\frac{E_m}{H_m} = \frac{U_m}{d} \frac{2d}{I_m} = \frac{2U_m}{I_m}.$$

Имея в виду, что волновое сопротивление свободного пространства

$$\rho_0 = \frac{E_m}{H_m} = 120\pi,$$

находим зависимость между напряжением в щели и током вибратора, взятыми в соответствующих сечениях:

$$I_m \Rightarrow \frac{U_m}{60\pi}.$$

Эта формула позволяет перейти от мощности, излучаемой электрическим вибратором,

$$P_{\Sigma \text{в}} = \frac{I_m^2 R_{\Sigma}}{2}$$

к мощности, излучаемой эквивалентной щелью,

$$P_{\Sigma \text{щ}} = \left(\frac{U_m}{60\pi}\right)^2 \frac{R_{\Sigma}}{2} = \frac{U_m^2 g_{\Sigma \text{щ}}}{2},$$

где R_{Σ} — сопротивление излучения вибратора;

$g_{\Sigma \text{щ}}$ — активная проводимость щели.

Из последнего равенства находим зависимость между этими величинами:

$$g_{\Sigma \text{щ}} = \frac{R_{\Sigma}}{(60\pi)^2}. \quad (9.13)$$

Тот же множитель $\frac{1}{(60\pi)^2}$ устанавливает связь между реактивной составляющей входной проводимости щели $jb_{\Sigma \text{щ}}$ и реактивной составляющей входного сопротивления электрического вибратора

$$jb_{\Sigma \text{щ}} = \frac{1}{(60\pi)^2} \left(-j\rho \operatorname{ctg} \frac{al}{2} \right) = -j\rho \frac{\operatorname{ctg} \left(\frac{\pi l}{\lambda} \right)}{(60\pi)^2}, \quad (9.14)$$

где ρ — волновое сопротивление эквивалентного вибратора;

l — длина вибратора (щели).

Щелевые антенны, как и симметричные вибраторы, в большинстве случаев имеют длину $l = \frac{\lambda}{2}$. При этом реактивная проводимость

антенны равна нулю и имеет место резонанс. Резонансная длина щели несколько меньше полуволны: эффект укорочения распространяется как на вибраторные, так и на щелевые антенны.

Ширина щели должна быть достаточной, чтобы напряжение в пучности не вызывало пробоя в щели. Это напряжение вычисляется по мощности, излучаемой щелью, R_{Σ} и проводимости g_{Σ} этой щели.

Входная проводимость полуволновой щели

$$Y_{\text{вх}} = g_{\Sigma} = \frac{R_{\Sigma}}{(60\pi)^2} = \frac{73,1}{(60\pi)^2} \approx 2 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{ом}}.$$

Реальные условия работы щелевых антенн несколько отличаются от описанных. Так, например, при применении щели, прорезанной в стенке прямоугольного волновода, излучение происходит над ограниченной поверхностью и только по одну сторону от нее. Первое обстоятельство вызывает изменение диаграммы направленности согласно пунктирной линии на фиг. 9.16, а второе — двукратное уменьшение излучаемой мощности, а соответственно и активной проводимости щели. Изменения диаграммы направленности относительно невелики, а активной проводимости — значительны. Активная проводимость полуволновой щели ($R_{\Sigma} = 73,1 \text{ ом}$) в волноводе

$$g_{\Sigma} = \frac{R_{\Sigma}}{2(60\pi)^2} \approx \frac{36,6}{(60\pi)^2} = 10^{-3} \frac{1}{\text{ом}}. \quad (9.15)$$

Следует иметь в виду, что эта формула относится к проводимости щели в направлении к свободному пространству. В реальной антенне щель оказывает влияние и на внутренние поля волновода или объемного резонатора, в результате чего имеет место отражение от щели. Это необходимо учитывать при согласовании волновода или резонатора со щелью.

Соотношение между мощностями излучаемой и проходящей волн зависит от положения щели в волноводе и может быть учтено при помощи схем эквивалентных длинных линий.

Прямоугольный волновод, показанный на фиг. 9.19, эквивалентен двухпроводной линии $ll' - kk'$. Продольная щель l пересекается поперечными токами, а поэтому она вносит некоторую проводимость в участок волновода $cc' - dd'$. Нормированная проводимость полуволновой продольной щели

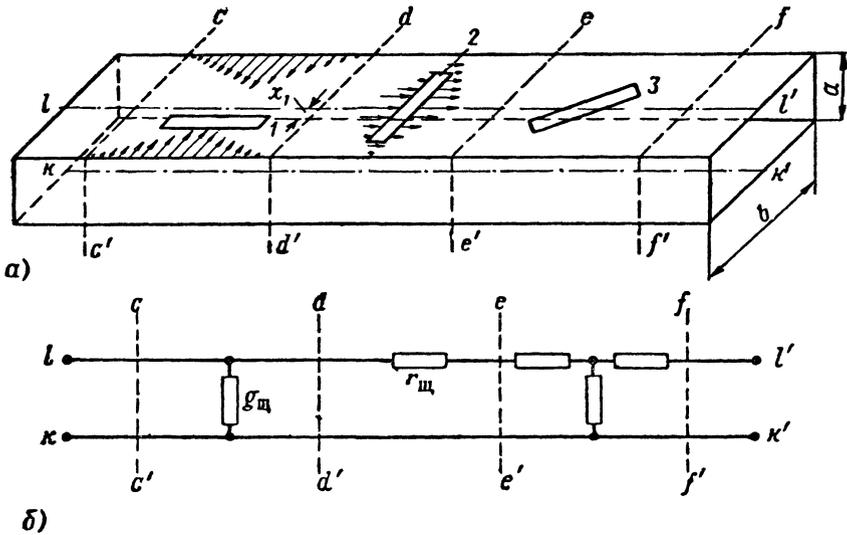
$$g_{\Sigma} = 2,09 \frac{b}{a} \frac{\lambda_{\text{в}}}{\lambda} \sin^2 \left(\frac{\pi x_1}{b} \right) \cos^2 \left(\frac{\pi \lambda}{2\lambda_{\text{в}}} \right), \quad (9.16)$$

где x_1 — расстояние от щели до середины широкой стенки волновода.

Если $x_1 = 0$, то $g_{\Sigma} = 0$, так как в середине широкой стенки волновода нет поперечного тока и продольная щель, расположенная в этом месте, не вносит никакой проводимости. Наоборот, при

$x_1 = \frac{b}{2} \sin^2\left(\frac{\pi x_1}{b}\right) = 1$ и проводимость $g_{щ}$ имеет максимальную величину, поскольку на боковых стенках волновода протекает максимальный поперечный ток.

Поперечная щель 2 пересекается продольным током. Это равнозначно тому, что щель 2 на участке $dd' - ee'$ вносит какое-то последовательное сопротивление в один из проводов (ll') эквивалентной



Фиг. 9.19. Щели в волноводе (а) и их эквивалентные схемы (б).

линии. Нормированная величина сопротивления поперечной полу-волновой щели

$$r_{щ} = 0,523 \left(\frac{\lambda_B}{\lambda}\right)^2 \frac{\lambda^2}{ab} \cos^2\left(\frac{\pi x_1}{b}\right) \cos^2\left(\frac{\pi \lambda}{4b}\right). \quad (9.17)$$

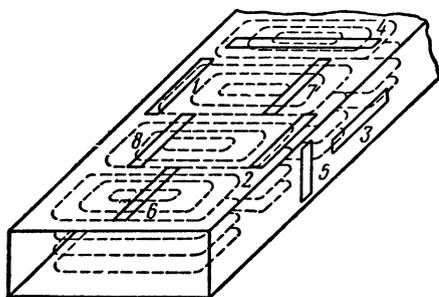
Если середина поперечной щели совпадает со средней линией ($x_1 = 0$), то $\cos^2\left(\frac{\pi x_1}{b}\right) = 1$ и сопротивление $r_{щ}$ имеет максимальную величину, а при $x_1 = \frac{b}{2}$ $r_{щ} = 0$. Это объясняется тем, что продольный ток отсутствует на боковых стенках ($x_1 = \frac{b}{2}$) и имеет наибольшую величину в середине широкой стенки волновода.

Наклонная щель 3 пересекается продольным и поперечным токами. Следовательно, щель 3 эквивалентна последовательному и параллельному сопротивлениям, включенным в участок $ee' - ff'$ двухпроводной линии.

Заметим, что $g_{щ}$ и $r_{щ}$ нормированы, т. е. отнесены соответственно к волновой проводимости и волновому сопротивлению волновода. Кроме того, они включены в эквивалентную двухпроводную линию,

проходящую через середину широких стенок волновода. Величина $g_{\text{щ}}$ [формула (9.15)] означает другое, а именно ненормированную проводимость щели в месте расположения пучности напряженности этой щели (а не всего волновода).

Интенсивность излучения через щель, так же как проводимость щели, зависит от ее расположения на стенке волновода (фиг. 9.20). Для максимального излучения необходимо, чтобы щель пересекала линии тока с максимальной плотностью и соответственно располагалась вдоль линий магнитного поля с максимальной напряженностью.



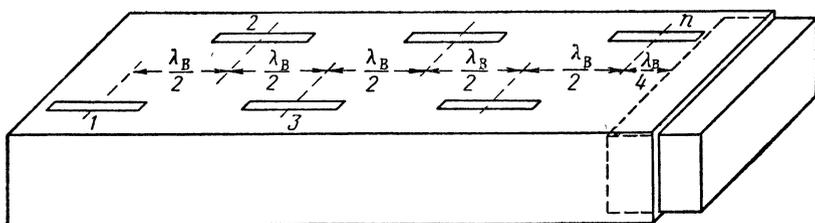
Фиг. 9.20. Связь между интенсивностью излучения через щель и расположением ее на стенке волновода.

На узкой стенке прямоугольного волновода существуют только поперечная составляющая тока и продольная составляющая магнитного поля. Следовательно, для максимального излучения с узкой стенки волновода щель должна быть продольной (3). Поперечная щель 5, расположенная на узкой стенке волновода, не вызывает излучения. Если требуется создать максимальное излучение с широкой стенки волновода, то можно для этого использовать либо поперечную щель 4, которая совпадает с поперечной составляющей магнитного поля и перпендикулярна продольной составляющей тока, либо расположенные по краям стенки продольные щели 1, 2, которые пересекают поперечный ток максимальной плотности и совпадают с продольным магнитным полем максимальной напряженности. По мере приближения к середине широкой стенки волновода поперечный ток и продольное магнитное поле уменьшаются до нуля, а поэтому щель 6 не излучает, а щели 7, 8 возбуждают поля промежуточной интенсивности.

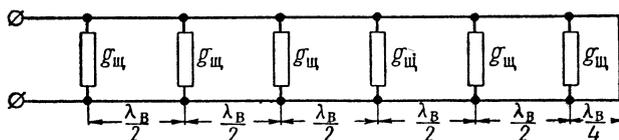
Для усиления направленного действия антенны в стенке волновода или объемного резонатора прорезают несколько щелей с расчетом на их синфазное возбуждение (фиг. 9.21, а). В этом случае целесообразно применять продольные щели на широкой стенке волновода, расположенные друг от друга на расстоянии $\lambda_B/2$, так как при таком размещении щелей можно согласовать волновод со щелью, подбирая расстояние от щели до середины стенки. Синфазность возбуждения щелей в данной конструкции обусловлена тем, что по разные стороны от середины широкой стенки волновода линии магнитного поля волны TE_{01} имеют противоположное направление, которое изменяется на обратное через отрезок волновода длиной $\lambda_B/2$.

С одного конца волновод подключается к генератору, а с другого — замыкается накоротко поршнем, удаленным от середины ближайшей (n -й) щели на $\lambda_B/4$. Согласно эквивалентной схеме

(фиг. 9. 21, б) входная проводимость этой щели со стороны поршня равна нулю. Остается только собственная нормированная проводимость щели $g_{щ}$, которая трансформируется в $(n-1)$ -ю щель без изменения, поскольку расстояние между соседними щелями равно



а)



б)

Фиг. 9. 21. Синфазная многощелевая антенна.

а—эскиз; б—эквивалентная схема.

$\lambda_B/2$. Значит, общая нормированная проводимость в середине $(n-1)$ щели равна $2g_{щ}$, а в месте расположения щели 1

$$g = ng_{щ}.$$

Для согласования волновода со всей щелевой антенной ее нормированная входная проводимость должна быть $g=1$, т. е.

$$g_{щ} = \frac{1}{n}. \quad (9.18)$$

Исходя из вычисленной величины $g_{щ}$, подбирают расстояние x_1 , входящее в формулу (9.16). В остальном расчет многощелевой антенны производят аналогично расчету многовибраторной антенны. Коэффициент усиления щелевых антенн подсчитывают по формуле

$$G \approx 3,2n, \quad (9.19)$$

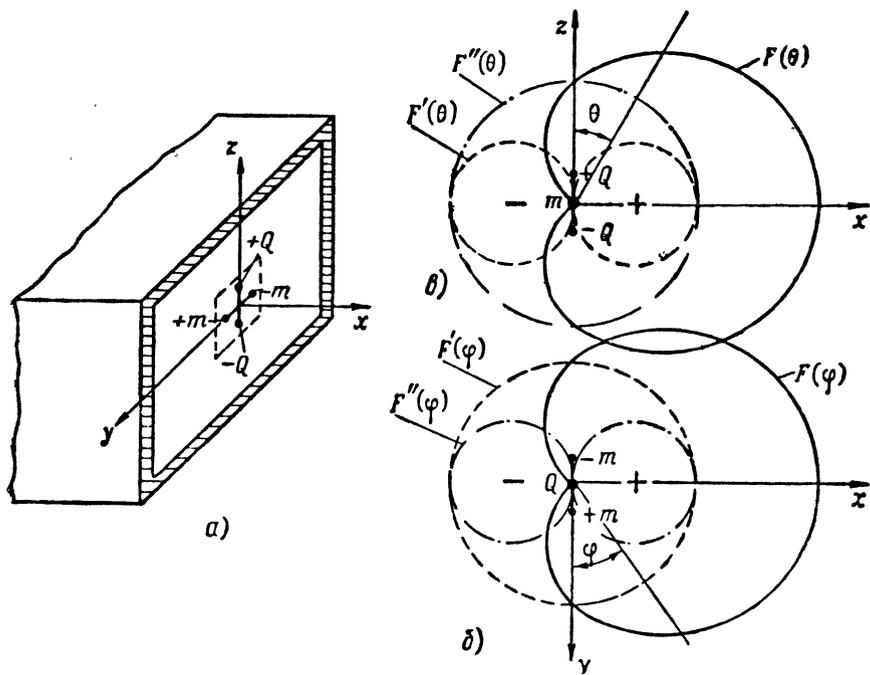
где n — число щелей.

В этой формуле 3,2 является коэффициентом усиления одной щели. Если бы мощность, излучаемая щелью, распределялась в обеих полусферах, то коэффициент усиления щели был бы в 2 раза меньше ($G=1,64$), т. е. таким же, как у полуволнового вибратора, находящегося в свободном пространстве.

§ 8. ВОЛНОВЫЕ И РУПОРНЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ

Волноводные излучатели

Через открытый конец волновода возможно излучение энергии. Фронт волны, выходящей из волновода, приблизительно совпадает с его отверстием. По принципу Гюйгенса излучение электромагнитных волн является результатом того, что каждый элементарный участок волнового фронта возбуждает вторичные волны. Эlemen-



Фиг. 9.22. Элементарная площадка волнового фронта (а) и ее диаграммы направленности (б, в).

тарный поверхностный излучатель состоит из двух диполей. Один из них — электрический — совпадает с вектором E , а другой — магнитный — с вектором H .

Определим диаграмму направленности элементарной площадки волнового фронта, расположенной в середине открытого конца прямоугольного волновода (фиг. 9.22, а). Каждый из диполей площадки создает электрическое (как и магнитное) поле с равной амплитудой в главных направлениях, но так как диполи находятся под прямым углом, то их диаграммы направленности по-разному ориентированы в пространстве.

Электрический диполь в плоскости xz (фиг. 9.22, в) обладает направленностью согласно уравнению $F'(\theta) = \sin \theta$ (пунктирная линия), поскольку эта плоскость для него является меридиональ-

ной. Та же плоскость для магнитного диполя — экваториальная, а потому в любом направлении плоскости xz магнитный диполь создает максимальное излучение $F''(\theta) = 1$ (штрих-пунктирная линия). Результирующая диаграмма направленности (сплошная линия) выражается уравнением кардиоиды

$$F(\theta) = F'(\theta) + F''(\theta) = 1 + \sin \theta. \quad (9.20)$$

Плоскость xy , наоборот, является экваториальной для электрического диполя и меридиональной для магнитного. Следовательно, диаграммы направленности электрического, магнитного диполей и всей площадки в плоскости xy (фиг. 9.22, б) соответственно выражаются уравнениями:

$$\begin{aligned} F'(\varphi) &= 1; \quad F''(\varphi) = \sin \varphi; \\ F(\varphi) &= F'(\varphi) + F''(\varphi) = 1 + \sin \varphi \end{aligned} \quad (9.21)$$

Заметим, что угол θ отсчитывается от оси электрического диполя (вектора E), а угол φ — от оси магнитного диполя (вектора H). Как видно из фиг. 9.22, б, в любая элементарная площадка волнового фронта создает максимальное излучение только по направлению распространения волны (по оси x), а в обратном направлении излучения нет.

Для того чтобы получить уравнения диаграммы направленности всего излучающего отверстия волновода, уравнения (9.20), (9.21) следует дополнить множителем, учитывающим интерференцию волн всех элементарных площадок отверстия. Этот множитель был определен в § 6 гл. V в виде одного из уравнений (5.47), (5.50).

Прямоугольный волновод, возбуждаемый на волне TE_{01} , в плоскости E имеет диаграмму направленности, которая согласно уравнениям (9.20), (5.47) выражается как

$$F(\theta) = (1 + \sin \theta) \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \cos \theta\right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \cos \theta}. \quad (9.22)$$

В плоскости H того же волновода амплитуда поля изменяется синусоидально, а потому согласно формулам (9.21), (5.50) уравнением диаграммы для данной плоскости служит

$$F(\varphi) = (1 + \sin \varphi) \frac{\cos\left(\frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi\right)}{1 - \left(\frac{2b}{\lambda} \cos \varphi\right)^2}. \quad (9.23)$$

Коэффициент использования поверхности излучателя при таком распределении амплитуды равен $\gamma = 0,81$, а коэффициент усиления при $a = 0,7\lambda$, $b = 0,35\lambda$

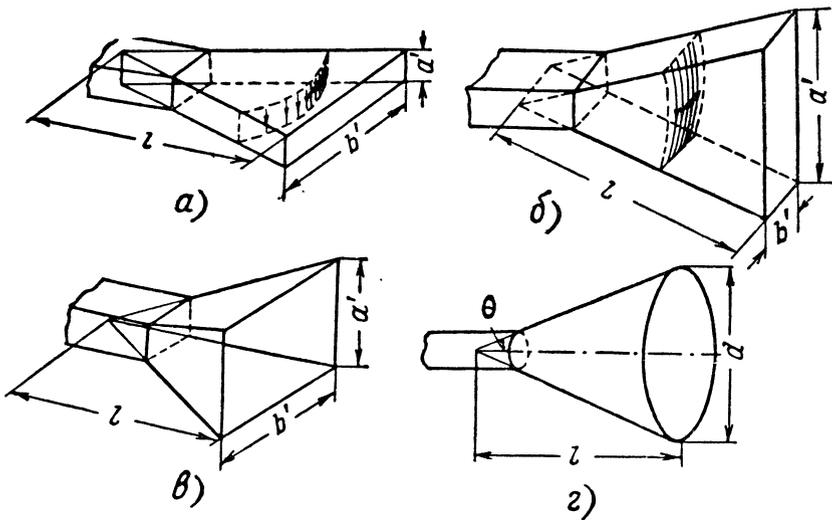
$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \gamma S_a = \frac{4\pi}{\lambda^2} 0,81 \cdot 0,7\lambda \cdot 0,35\lambda = 2,4.$$

Действительные условия излучения несколько отличаются от описанных, так как поле в отверстии волновода не совпадает полностью с полем в поперечном сечении волновода. Причины несоответствия следующие. Во-первых, из-за неравенства волновых сопротивлений волновода и свободного пространства имеет место частичное отражение энергии от отверстия ($k_{б.в} \approx 0,6 \div 0,7$) и, во-вторых, в связи с отсутствием ограничений для возбуждения высших типов волн последние возникают у открытого конца волновода, а это порождает боковые лепестки в диаграмме направленности.

Открытый конец волновода является неэффективным излучателем вследствие малых размеров отверстия (эти размеры обычно меньше длины волны) и значительных отражений при переходе волны в открытое пространство.

Рупорные излучатели

Указанные недостатки волноводного излучателя в значительной степени устраняются при присоединении рупора к концу волновода (фиг. 9.23). Так как площадь раскрытия рупора больше площади



Фиг. 9.23. Рупоры.

отверстия волновода, то направленность излучателя намного усиливается. Кроме того, рупор, имея поперечное сечение, постепенно увеличивающееся к концу, создает плавный переход волнового сопротивления от волновода к свободному пространству. В этом можно убедиться на примере волны TE_{01} , для которой по мере увеличения широкой стороны поперечного сечения волновода b увели-

чивается критическая длина волны $\lambda_{кр}=2b$ и соответственно волновое сопротивление

$$\rho = \frac{377}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$$

приближается к 377 ом. Вследствие постепенного увеличения поперечного сечения рупор также вносит большое затухание для высших типов волн.

На практике применяются рупорные антенны следующих видов: H -плоскостные секториальные (см. фиг. 9.23, а), E -плоскостные секториальные (см. фиг. 9.23, б), пирамидальные (см. фиг. 9.23, в) и конические (см. фиг. 9.23, г). Обычно в секториальных и пирамидальных рупорах возбуждается волна TE_{01} , а в конических — волна TE_{11} . H -плоскостные секториальные рупоры расширяются в плоскости H , а E -плоскостные — в плоскости E . Следовательно, в первых силовые линии электрического поля перпендикулярны широкой стороне раскрыва, а во вторых — узкой. Пирамидальные рупоры расширяются в обеих плоскостях.

Волны в рупоре в основном имеют такой же характер, как в волноводе, но существуют некоторые отличия между электромагнитными полями рупора и волновода.

1. Фазовая скорость распространения волн v_{ϕ} по мере их движения к раскрыву рупора убывает до скорости в свободном пространстве c , доказательством чего служит формула

$$v_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}.$$

2. Фронт волны в процессе движения в рупоре преобразуется из плоского в цилиндрический (в секториальных рупорах, см. фиг. 9.23, а) или в сферический (в пирамидальных и конических). Фазовым центром этих волн является точка пересечения расширяющихся сторон рупора в данной плоскости. От этой точки отсчитывается длина рупора l .

Преобразование фронта волны в рупоре нарушает синфазность поля в раскрыве рупора, в результате чего снижаются направленные свойства антенны. Если этот сдвиг по фазе невелик (меньше 90°), то несколько уменьшается коэффициент усиления антенны; если же синфазность поля в раскрыве нарушена значительно, то наблюдается резкое искажение диаграммы направленности.

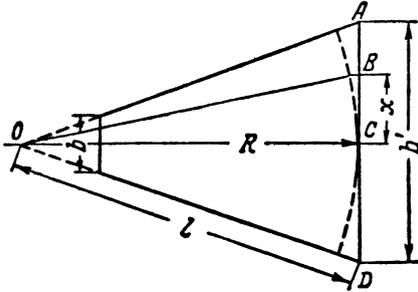
Рассмотрим сечение H -плоскостного секториального рупора в плоскости H (фиг. 9.24). Так как точка O является фазовым центром возбуждаемых волн, то фронт волны изображается окружностями, исходящими из этой точки. Отсюда следует, что волны в точках B и C имеют сдвиг по фазе

$$\xi_x = \frac{2\pi}{\lambda} (OB - OC) = \frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{R^2 + x^2} - R) = \frac{2\pi}{\lambda} R \left(\sqrt{1 + \frac{x^2}{R^2}} - 1 \right),$$

где x — координата точки B раскрыва;

R — расстояние от фазового центра до ближайшей точки раскрыва;

λ — длина волны в рупоре, которую предполагают равной длине волны в воздухе.



Фиг. 9.24. Определение фазовых сдвигов в поле раскрыва рупора.

Пользуясь разложением по формуле бинома Ньютона

$$(1+y)^n = 1 + ny + \frac{n(n-1)}{1 \cdot 2} y^2 + \frac{n(n-1)(n-2)}{1 \cdot 2 \cdot 3} y^3 + \dots,$$

получают

$$\sqrt{1 + \frac{x^2}{R^2}} = \left[1 + \left(\frac{x}{R} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x}{R} \right)^2 - \frac{1}{8} \left(\frac{x}{R} \right)^4 + \dots$$

Так как $x \ll R$, то можно ограничиться первыми двумя членами ряда, и тогда

$$\xi_x = \frac{2\pi}{\lambda} R \left(1 + \frac{1}{2} \frac{x^2}{R^2} - 1 \right) = \frac{\pi x^2}{\lambda R}.$$

Полученное выражение показывает, что фаза поля в раскрыве рупора изменяется пропорционально квадрату координаты данной точки раскрыва относительно его центра.

В крайних точках раскрыва A, D ($x = \frac{b'}{2}$) фазовый сдвиг получается максимальным:

$$\xi_{\max} \approx \frac{\pi b'^2}{4\lambda R}. \quad (9.24)$$

Аналогично для E -плоскостного рупора

$$\xi_{\max} \approx \frac{\pi a'^2}{4\lambda R}, \quad (9.25)$$

а для пирамидального рупора, в котором $R=R_E$ — для плоскости E и $R=R_H$ для плоскости H ,

$$\xi_{\max} = \frac{\pi a'^2}{4\lambda R_E} + \frac{\pi b'^2}{4\lambda R_H}. \quad (9.26)$$

Фазовые сдвиги в плоскости E не должны превышать $\pi/2$, а в плоскости H можно допустить больший фазовый сдвиг $\frac{3}{4}\pi$, так как в этой плоскости от середины к краям раскрыва амплитуда поля уменьшается от максимума до нуля. В пирамидальных рупорах предельным значением ξ_{\max} считают $\pi/2$. При этих условиях диаграммы направленности рупорных антенн можно рассчитывать по формулам (9.22), (9.23).

Согласно формулам (9.24), (9.25), для того чтобы при данных размерах раскрыва a' , b' приблизить волну на выходе рупора к плоской (уменьшить ξ_{\max}), следует увеличить размер R , а с ним и длину рупора l .

При фиксированной длине рупора увеличение ширины раскрыва вызывает усиление направленности за счет увеличения отношения b'/λ и вместе с тем уменьшает направленность за счет нарушения синфазности поля в раскрыве, которое обусловлено увеличением угла расширения рупора. Следовательно, каждому фиксированному значению длины секториального рупора соответствует вполне определенное значение ширины его раскрыва, при котором антенна имеет максимальный коэффициент усиления.

Приближенно соотношение между оптимальными значениями длины H -плоскостного секториального рупора l и ширины его раскрыва b' определяется равенством

$$l = \frac{(b')^2}{3,3\lambda}. \quad (9.27)$$

Если бы поле в раскрыве рупора было синфазным, то коэффициент использования поверхности секториального рупора был бы равным $\gamma=0,81$, как при излучении прямоугольной площадки с синусоидальным распределением тока. В данном случае направленность антенны дополнительно уменьшается в результате нарушения синфазности поля в раскрыве рупора; при его оптимальных размерах коэффициент $\gamma=0,63$, а коэффициент усиления

$$G_H = \frac{4\pi}{\lambda^2} (\gamma S_a) = \frac{4\pi}{\lambda^2} 0,63 a' b' = 7,91 \frac{a' b'}{\lambda^2}, \quad (9.28)$$

где a' , b' — размеры рупора в раскрыве.

При оптимальных размерах E -плоскостного секториального рупора

$$l = \frac{(a')^2}{2,1\lambda} \quad (9.29)$$

коэффициент усиления

$$G_E = 8 \frac{a' b'}{\lambda^2}. \quad (9.30)$$

Пирамидальные рупоры по сравнению с секториальными равной длины имеют большую площадь раскрыва, вследствие чего увеличивается коэффициент усиления антенны. Кроме того, пирамидальные рупоры в отличие от секториальных создают узкую диаграмму направленности не только в одной плоскости (E или H), но и в обеих (E и H) взаимно перпендикулярных плоскостях. Для пирамидального рупора, как и для секториального, существуют оптимальные размеры, при которых коэффициент усиления имеет максимальную величину

$$a' = 0,8b', \quad l = 0,3 \frac{(b')^2}{\lambda}. \quad (9.31)$$

Им соответствует коэффициент использования поверхности антенны $\gamma = 0,49$ и коэффициент усиления

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} (\gamma S_a) = \frac{4\pi}{\lambda^2} 0,49a'b' \approx 6 \frac{a'b'}{\lambda^2}. \quad (9.32)$$

Коэффициент усиления пирамидального рупора можно также определить по формуле

$$G = \frac{G_E G_H}{10}, \quad (9.33)$$

где G_E и G_H — коэффициенты усиления двух секториальных рупоров, имеющих расширение соответственно в плоскостях E и H при той же длине рупора и соответствующем размере расширяющейся стороны a' или b' .

При постоянных a' и b' секториального или пирамидального рупора увеличение его длины сверх оптимальной способствует приближению поля в раскрыве рупора к синфазному и увеличению коэффициентов γ и G . Очевидно, что при этом γ в пределе стремится к 0,81.

Конические рупоры имеют оптимальные размеры:

$$l = \frac{0,3 \cos \theta}{1 - \cos \theta} \lambda; \quad d = \frac{0,6 \sin \theta \cos \theta}{1 - \cos \theta} \lambda, \quad (9.34)$$

где l — длина рупора;

d — его диаметр в раскрыве;

θ — угол расширения рупора.

Коэффициент использования конического рупора оптимальных размеров $\gamma = 0,51$; соответственно коэффициент усиления его

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} (\gamma S_a) = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{0,51 \cdot \pi d^2}{4} \approx 5,1 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2. \quad (9.35)$$

С увеличением длины рупора сверх оптимальной коэффициент γ стремится к 0,84.

Имея в виду, что в электрической плоскости рупорных антенн поле распределяется равномерно, ширину диаграммы направленности в этой плоскости можно определить на основании формул

$$2\varphi' = \left(51 \frac{\lambda}{a'}\right)^\circ \quad \text{и} \quad 2\varphi' = \left(59,6 \frac{\lambda}{d}\right)^\circ,$$

выведенных соответственно для прямоугольной и круглой площадок, равномерно обтекаемых током.

Ширина диаграммы направленности в электрической плоскости в случае секториального рупора, расширяющегося в магнитной плоскости, равна

$$2\varphi' = \left(51 \frac{\lambda}{a'}\right)^\circ; \quad (9.36)$$

для секториального рупора, расширяющегося в электрической плоскости:

$$2\varphi' = \left(53 \frac{\lambda}{a'}\right)^\circ; \quad (9.37)$$

для пирамидального рупора

$$2\varphi' = \left(53 \frac{\lambda}{a'}\right)^\circ; \quad (9.38)$$

и, наконец, для круглого рупора

$$2\varphi' \approx \left(60 \frac{\lambda}{d}\right)^\circ. \quad (9.39)$$

В магнитной плоскости рупоров поле распределяется неравномерно, а поэтому коэффициенты в формулах ширины диаграммы направленности в магнитной плоскости больше, чем в соответствующих формулах, выведенных для электрической плоскости. Ширина диаграммы направленности в магнитной плоскости секториального рупора с расширением в плоскости H , секториального рупора с расширением в плоскости E , пирамидального и конического рупоров определяется соответственно по формулам

$$\begin{aligned} 2\varphi' &= \left(80 \frac{\lambda}{b'}\right)^\circ; \quad 2\varphi' = \left(68 \frac{\lambda}{b'}\right)^\circ; \\ 2\varphi' &= \left(80 \frac{\lambda}{b'}\right)^\circ; \quad 2\varphi' \approx \left(70 \frac{\lambda}{d}\right)^\circ. \end{aligned} \quad (9.40)$$

Конические рупоры применяются значительно реже, чем секториальные и пирамидальные, так как достаточно незначительного изменения профиля конического рупора, чтобы в нем изменилась структура поля, а следовательно, и поляризация волны.

Все рупорные антенны широкополосны. С увеличением длины волны направленность рупора понижается за счет уменьшения размеров раскрыва по сравнению с длиной волны, но, с другой

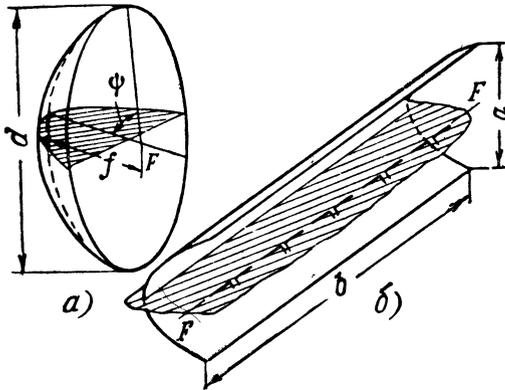
стороны, направленность усиливается за счет уменьшения фазовых искажений в раскрыве рупора.

К. п. д. рупорных антенн близок к 100%, потери в них происходят только на внутренней поверхности рупора, и эти потери невелики.

§ 9. РЕФЛЕКТОРНЫЕ (ЗЕРКАЛЬНЫЕ) АНТЕННЫ

Рефлекторными (зеркальными) антеннами называются устройства, в которых используется явление отражения волн от рефлектора (зеркала) для преобразования ненаправленных или слабонаправленных электромагнитных волн, создаваемых первичным излучателем (облучателем), в остронаправленные волны, излучаемые в пространство.

Обычно в качестве рефлектора (зеркала) применяется параболоид вращения (фиг. 9.25, а) или параболический цилиндр (фиг. 9,25, б). Параболоид представляет собой поверхность, описываемую параболой при ее вращении вокруг своей оси. Основанием параболического цилиндра служит парабола.



Фиг. 9.25. Антенны с рефлектором, имеющим форму параболоида вращения (а) и параболического цилиндра (б).

Введем некоторые понятия, характеризующие зеркальные антенны. *Раскрывом* или *отверстием* антенны называется часть плоскости, ограниченная наружными краями рефлектора. Раскрыв параболоида имеет форму круга диаметром d , раскрыв параболического цилиндра — прямоугольник со сторонами a и b . На практике встречаются рефлекторные антенны и с другой формой раскрыва

Фокусным расстоянием f параболического рефлектора называется кратчайшее расстояние от его поверхности до точки F , именуемой *фокусом параболы*.

Фокальной линией параболического цилиндра FF называется линия, параллельная образующим цилиндра и проходящая через фокус параболы, которая является основанием цилиндра.

Углом раскрыва параболического рефлектора ψ называется угол между осью рефлектора и линией, соединяющей его фокус с крайней точкой параболы.

Геометрические размеры параболоида вращения полностью определяются диаметром раскрыва d и фокусным расстоянием f ,

а геометрия параболического цилиндра — размерами a и b раскрыва и фокусным расстоянием. Для параболоида вращения

$$\operatorname{ctg} \psi = \frac{4f}{a}. \quad (9.41)$$

Облучателем параболоида в идеальном случае служит точечный излучатель, помещенный в фокус параболоида, облучателем параболического цилиндра — линейный излучатель, расположенный вдоль фокальной линии. Для того чтобы сосредоточить излучение облучателя в пределах угла раскрыва рефлектора, антенну дополняют контррефлектором, имеющим форму симметричного вибратора, плоского диска или полусферы.

Рассмотрим принцип действия антенны с параболическим рефлектором. Парабола (фиг. 9.26) является геометрическим местом точек, равноудаленных от фокуса F и линии $D'D''$, называемой директрисой. Согласно этому определению

$$FA = A'A; \quad FO = C'O; \quad FB = B'B \dots$$

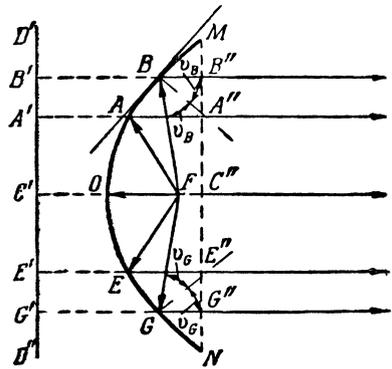
Волны, падающие из фокуса на параболическое зеркало, отражаются в одном направлении, т. е. лучи отраженных волн параллельны друг другу. В этом можно убедиться, если к точкам $A, B, E, G \dots$ параболы провести нормали (перпендикуляры к касательным линиям) и относительно этих точек определить направления падающих и отраженных волн, соблюдая равенство углов падения и отражения.

В соответствии с приведенными равенствами длина лучей

$$\begin{aligned} FO + OC'' &= C'O + OC'' = C'C''; \\ FA + AA'' &= A'A + AA'' = A'A''; \\ FB + BB'' &= B'B + BB'' = B'B''. \end{aligned}$$

Так как $C'C'' = A'A'' = B'B'' \dots$, то волны, исходящие из фокуса, приходят в плоскость раскрыва в одинаковой фазе.

Точечный излучатель, как известно, возбуждает сферические волны, а линейный — цилиндрические. Синфазность волн в плоскости является признаком плоских волн. Следовательно, антенны с параболическим рефлектором преобразуют сферические или цилиндрические волны облучателя в плоские. Этим достигается максимально возможная направленность антенны, так как при параллельных лучах излучаемая волна в поперечном сечении к линии распространения ограничена площадью раскрыва антенны, т. е. ширина диаграммы направленности равна нулю.



Фиг. 9.26. Отражение волн параболическим отражателем.

Приведенные рассуждения основаны на законах геометрической (лучевой) оптики, которые можно применять без ограничений к волновым поверхностям с длиной рассматриваемых участков, несоизмеримо большей длины волны. Если же это соотношение не соблюдается, как в данном случае, то происходит отступление от прямолинейного распространения волн, роль дифракции возрастает, а это снижает направленность антенны.

Через раскрыв параболической антенны проходят электромагнитные волны. Значит, плоскость раскрыва антенны представляет совокупность элементарных излучателей, каждый из которых составляет какую-то часть волнового фронта и поэтому содержит электрический и магнитный элементарные вибраторы. В результате интерференции полей этих вибраторов излучаемые волны концентрируются в определенных направлениях.

Применяя к параболическим антеннам теорию излучения плоских поверхностных излучателей, можно сказать, что направленность таких антенн зависит от формы и размеров раскрыва и распределения в нем амплитуды и фазы поля. Коэффициент усиления параболической антенны тем больше, чем больше поверхность раскрыва по сравнению с квадратом длины волны. Коэффициент усиления достигает максимума при одинаковой амплитуде и синфазности поля в раскрыве антенны.

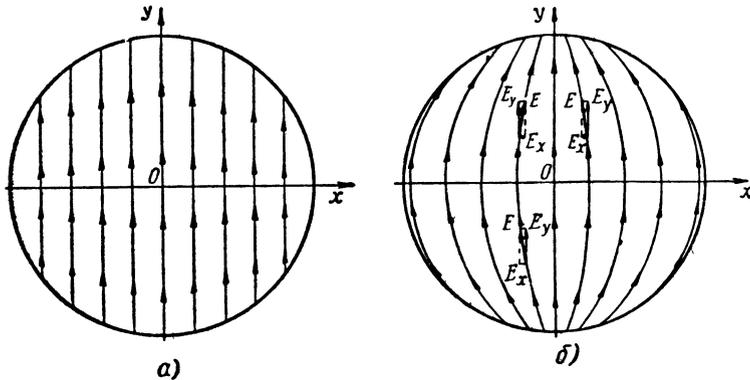
Если фазовый центр облучателя находится в фокусе параболического рефлектора, то согласно сказанному поле в раскрыве рефлектора синфазное. По амплитуде это поле неодинаковое. Причины неравномерности амплитуды следующие. От облучателя до рефлектора распространяются сферические (в случае параболоида) или цилиндрические (в случае параболического цилиндра) волны, а отраженные от рефлектора волны — плоские. В сферической волне амплитуда напряженности поля изменяется обратно пропорционально расстоянию от излучателя, в цилиндрической — обратно пропорционально корню квадратному из этого расстояния, а в плоской — амплитуда напряженности поля остается постоянной. Следовательно, по мере отклонения от оси антенны амплитуда поля должна уменьшаться вследствие удлинения лучей от облучателя до рефлектора. К тому же диаграмма направленности любого облучателя такова, что плотность потока мощности облучателя уменьшается при отклонении от оси рефлектора к его границе.

На фиг. 9.27 показаны для сравнения электрические поля круглой площадки, которая возбуждается равномерно (фиг. 9.27, а), и в раскрыве параболоида вращения, облучаемого элементарным или полуволновым вибратором (фиг. 9.27, б). Электрическое поле круглой площадки имеет только одну составляющую — по оси Oy — E_y , а поле в раскрыве параболоида — две составляющие: по осям Ox и Oy — E_x и E_y . Из них E_x соответствует паразитной поляризации и не создает излучения в плоскостях yz и xz (составляющая E_x на участках, симметричных относительно оси Ox или Oy , выражается численно равными и противоположно направленными векторами), а E_y имеет основную поляризацию. Кроме того, элект-

рическое поле круглой площадки имеет равную амплитуду по всей поверхности, а в раскрыве параболоида составляющая E_y максимальна в центре и уменьшается по мере удаления от него за счет усиления паразитной поляризации.

На фиг. 9.28, *a* показано электрическое поле в раскрыве длиннофокусного параболоида ($\psi < 90^\circ$), когда фокус находится вне параболоида. В этом случае поле такое же, как на фиг. 9.27, *б*.

Если $\psi = 90^\circ$ (см. фиг. 9.28, *б*), то фокус параболоида находится в плоскости его отверстия; здесь для поля рефлектора характерно, что в точках с координатами $x=0$ и $y = \pm \frac{d}{2}$, которые называются

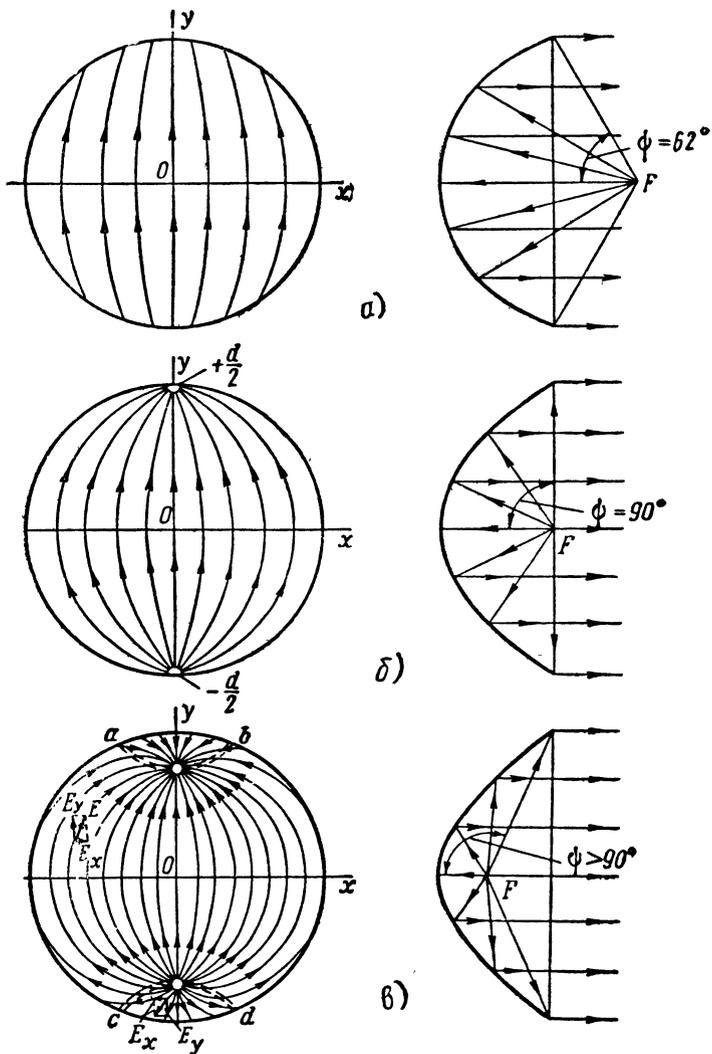


Фиг. 9.27. Электрическое поле равномерно возбуждаемой круглой площадки (*a*) и в раскрыве параболоида вращения (*б*).

полюсами, электромагнитное поле полностью отсутствует. Такое явление объясняется тем, что в полюсы приходят лучи, направленные вдоль вибратора облучателя, а, как известно, в направлении своей оси вибратор не излучает энергию.

При дальнейшем увеличении угла раскрыва рефлектора ($\psi > 90^\circ$), параболоид становится короткофокусным (фиг. 9.28, *в*), в поле его отверстия появляются вредные зоны, очерченные линиями *ab*, *cd*, в которых направление поля E_y изменяется на обратное по сравнению с основной частью раскрыва рефлектора. Следовательно, усиливается неравномерность поля в раскрыве рефлектора и бесполезно тратится энергия на облучение вредной зоны. Для того чтобы избежать появления вредных зон, обычно используют длиннофокусные параболоиды ($\psi < 90^\circ$).

На фиг. 9.29 изображены два длиннофокусных рефлектора, из которых 1 соответствует углу раскрыва ψ_1 , а 2 — углу раскрыва $\psi_2 < \psi_1$. Контррефлектор обеспечивает одностороннее излучение облучателя. С уменьшением угла раскрыва большая часть энергии облучателя теряется за пределами рефлектора, но сам рефлектор облучается более равномерно. Первое понижает к. п. д. антенны η_a ,



Фиг. 9.28. Влияние угла раскрыва параболического рефлектора на электрическое поле в его отверстии.

а второе повышает коэффициент использования поверхности антенны γ . Так как коэффициент усиления антенны

$$G = D\eta_a = \frac{4\pi}{\lambda^2} \gamma S_a \eta_a$$

прямо пропорционален произведению $\gamma \eta_a$, то существует наиболее выгодное значение угла раскрыва рефлектора. Максимальный коэффициент усиления получается при таком значении ψ , когда амплитуда поля на краях раскрыва составляет 0,3 от амплитуды поля в центре раскрыва. При этом $\gamma \approx 0,5 \div 0,6$.

Для определения характеристик параболической антенны следует по диаграмме направленности облучателя 3 найти наиболее выгодный угол раскрыва параболоида ψ , при котором поле облучателя уменьшается до 0,3 по напряженности (или 0,1 по мощности) от максимального. Исходя из заданного коэффициента усиления, определяют диаметр рефлектора d и ψ и вычисляют фокусное расстояние f .

Диаграмма направленности антенны приблизительно описывается уравнением

$$F(\varphi) = \frac{J_1(u)}{u}, \quad (9.42)$$

где $J_1(u)$ — функция Бесселя первого рода первого порядка; $u = \pi d \sin \varphi$ — аргумент этой функции;

φ — угол, отсчитываемый от оси рефлектора (максимума диаграммы направленности).

Задаваясь различными значениями φ , вычисляют u , для каждого значения u по таблицам функции Бесселя находят $J_1(u)$, после чего рассчитывают $F(\varphi)$.

Если облучателем служит полуволновый вибратор с плоским контррефлектором, то коэффициенту $\gamma \approx 0,5 \div 0,6$ соответствует угол раскрыва $\psi = 30 \div 35^\circ$ или согласно формуле

$$\operatorname{ctg} \psi = \frac{4f}{d}$$

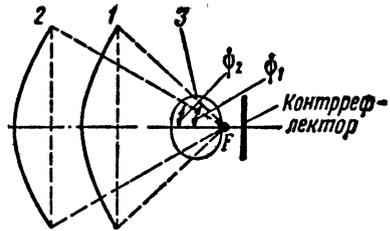
отношение $\frac{d}{f} \approx 2,6$.

При этом коэффициент усиления

$$G = \frac{4\pi}{\lambda} (\gamma S_a) = \frac{4\pi}{\lambda^2} (0,5 \div 0,6 S_a) = (6 \div 8) \frac{S_a}{\lambda^2}, \quad (9.43)$$

а ширина диаграммы направленности в электрической yz и магнитной (xz) плоскостях соответственно равна

$$2\theta'_E \approx \left(75 \frac{\lambda}{d}\right)^\circ; \quad 2\theta'_H \approx \left(70 \frac{\lambda}{d}\right)^\circ. \quad (9.44)$$



Фиг. 9.29. Влияние угла раскрыва параболоида на коэффициент использования поверхности антенны.

Как видно из приведенных формул, параболоид вращения обладает несколько большей направленностью в плоскости H по сравнению с плоскостью E . Это связано с тем, что вибратор, используемый в качестве облучателя параболоида, не обладает направленным действием в магнитной (экваториальной) плоскости и создает слабонаправленное излучение в электрической (меридиональной) плоскости.

Рассмотрим антенну с рефлектором в форме параболического цилиндра. Раскрыв параболического цилиндра (см. фиг. 9.25, б) представляет собой синфазную поверхность прямоугольной формы.

Диаграмма направленности параболического цилиндра в электрической плоскости (проходящей через фокальную линию) определяется отношением его длины b к длине волны λ , а диаграмма направленности в магнитной плоскости определяется отношением размера a рефлектора к той же длине волны. Так как $b \gg a$, то ширина угла диаграммы направленности в электрической плоскости значительно меньше соответствующего угла в магнитной плоскости, т. е. антенна с параболическим цилиндром имеет веерную диаграмму направленности.

Если отсутствует контррефлектор и облучатель в магнитной плоскости не имеет направленного действия, то целесообразно применять глубокие зеркала, имеющие большой угол раскрыва ψ , с тем чтобы большая часть энергии облучателя попадала на рефлектор.

При однонаправленном облучении угол раскрыва рефлектора следует уменьшить до 60° . При этом ширина основного лепестка диаграммы направленности в электрической и магнитной плоскостях соответственно равна

$$2\theta'_E = \left(56 \div 67,6 \frac{\lambda}{b}\right)^\circ; \quad 2\theta'_H = \left(59,6 \frac{\lambda}{a}\right)^\circ. \quad (9.45)$$

Большой разброс угла $2\theta'_E$ объясняется тем, что от качества облучателя в большой мере зависит равномерность распределения амплитуды в плоскости E .

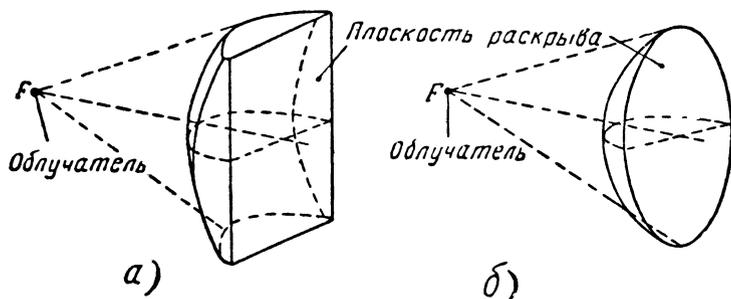
Сравнивая эти формулы с соответствующей формулой для равномерно облучаемой прямоугольной площадки, можно убедиться в том, что неравномерность распределения поля в раскрыве параболического цилиндра, как и в других поверхностных антеннах, вызывает увеличение ширины основного лепестка диаграммы направленности.

Основным недостатком антенн с параболическим цилиндром является трудность создания линейного облучателя большой длины. В качестве линейного облучателя часто используют несколько синфазных полуволновых вибраторов, а в качестве контррефлектора — пассивные вибраторы, аналогичные активным вибраторам и удаленные от первых на расстояние, несколько меньше, чем $\lambda/4$.

§ 10. ЛИНЗОВЫЕ АНТЕННЫ

Принцип действия линзовых антенн основан на свойстве линз изменять скорость, а соответственно и направление распространения электромагнитных волн, падающих на линзы. Линзовые антенны, как и рефлекторы, преобразуют сферические или цилиндрические волны, возбуждаемые облучателем, в плоские. В рефлекторных антеннах этот процесс обусловлен отражением волн от зеркала, а в линзовых — преломлением волн в линзе.

Поверхность линзы, обращенная к облучателю, обычно имеет криволинейные контуры и создает требуемое преломление волн,



Фиг. 9.30. Линзовые антенны.

а—с раскрывом прямоугольной формы; б—с раскрывом круглой формы.

а с противоположной поверхности линзы, называемой раскрывом, должно происходить излучение с заданной диаграммой направленности. Раскрыв линзы имеет вид плоской площадки прямоугольной (фиг. 9.30, а) или круглой (фиг. 9.30, б) формы. Преломляющая поверхность линзы может быть сферической или цилиндрической.

Линия, перпендикулярная плоскости раскрыва и проходящая через его центр, называется *осью линзы*. Облучатель помещается на этой оси в точке F , называемой *фокусом линзы*. Ближайшая к фокусу точка линзы считается ее *вершиной*. Расстояние между фокусом и вершиной линзы называется *фокусным расстоянием*. Линия, перпендикулярная оси линзы и проходящая через фокус, называется *фокальной*. Облучатель цилиндрической линзы располагается вдоль фокальной линии, а облучатель сферической линзы — в ее фокусе.

Диэлектрические линзы

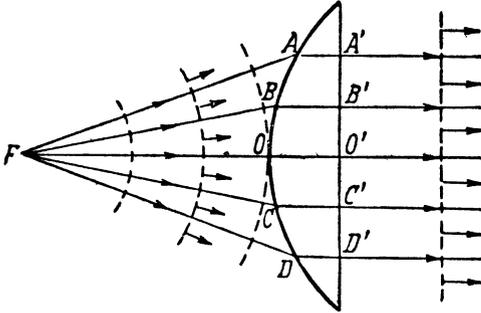
Применяются следующие разновидности линзовых антенн: диэлектрические, металло-пластинчатые и с искусственным диэлектриком.

Диэлектрические линзы имеют показатель преломления

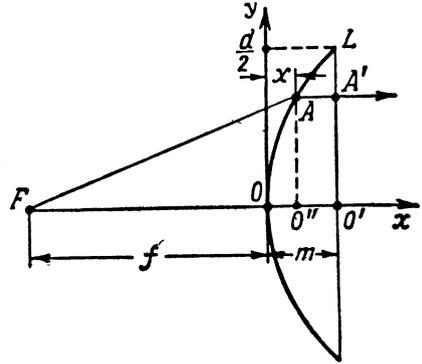
$n = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}}$, бóльший единицы. Следовательно, скорость распро-

странения электромагнитных волн в диэлектрической линзе согласно формуле (4.4) меньше скорости света в n раз.

На фиг. 9.31 показано продольное осевое сечение диэлектрической линзы. Сферические волны, создаваемые точечным облучателем, сначала достигают поверхности линзы в ее вершине O , а к остальным точкам приходят тем позже, чем больше эти точки удалены от вершины линзы. Вместе с тем время распространения волн в линзе увеличивается по мере приближения к ее оси. Поэтому при соответствующей форме преломляющей поверхности



Фиг. 9.31. Принцип действия линзовой антенны.



Фиг. 9.32. К определению профиля диэлектрической линзы.

линзы $ABOCD$ можно добиться того, чтобы в раскрыве линзы, в плоскости $A'B'O'C'D$, получалась синфазная волна. Таким образом, *сферическая волна превращается в плоскую, что и требуется для остронаправленного излучения. В цилиндрических линзах цилиндрические волны преобразуются в плоские.*

Для определения профиля линзы, т. е. формы ее преломляющей поверхности, выберем на этой поверхности произвольную точку A с координатами x, y и сравним оптическую длину пути лучей, проходящих от облучателя по оси линзы и от облучателя через точку A к раскрыву (фиг. 9.32).

Для линзовой антенны условием преобразования сферической волны в плоскую является равенство оптической длины пути от облучателя до любой точки плоскости раскрыва. Отсюда следует, что можно приравнять оптическую длину лучей FOO' и FAA' .

$$FO + n(OO'' + O''O') = FA + n(AA').$$

Так как $O''O' = AA'$, то

$$FO + n(OO'') = FA.$$

Отрезки $FO = f$ — фокусное расстояние линзы, $OO'' = x$ и $FA = \sqrt{(f+x)^2 + y^2}$ (из прямоугольного треугольника $FO''A$). Следовательно,

$$f + nx = \sqrt{(f+x)^2 + y^2},$$

откуда

$$f^2 + 2fnx + n^2x^2 = f^2 + 2fx + x^2 + y^2,$$

а это соответствует уравнению гиперболы

$$(n^2 - 1)x^2 + 2(n - 1)fx - y^2 = 0. \quad (9.46)$$

Таким образом, преломляющая поверхность диэлектрической линзы должна иметь гиперболическую форму.

Крайней точке профиля линзы L соответствуют координаты $x = m$ и $y = \frac{d}{2}$,

где m — толщина линзы;

d — ширина (прямоугольного) или диаметр (круглого) раскрыва линзы.

Подставив эти координаты в полученное уравнение гиперболы

$$(n^2 - 1)m^2 + 2(n - 1)fm - \left(\frac{d}{2}\right)^2 = 0$$

и решив его относительно m , получим

$$\begin{aligned} m &= \frac{-2(n - 1)f \pm \sqrt{4(n - 1)^2 f^2 + 4(n^2 - 1)\frac{d^2}{4}}}{2(n^2 - 1)} = \\ &= -\frac{f}{n + 1} \pm \sqrt{\frac{4(n - 1)^2 f^2}{4(n^2 - 1)^2} + \frac{4(n^2 - 1)}{4(n^2 - 1)^2} \frac{d^2}{4}}. \end{aligned}$$

Знак минус перед радикалом опускаем, так как ему соответствует отрицательное значение m , что не имеет физического смысла. Итак, толщина линзы

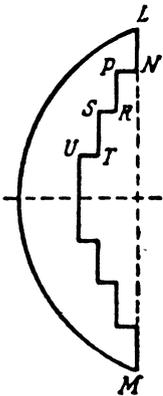
$$m = -\frac{f}{n + 1} + \sqrt{\frac{f^2}{(n + 1)^2} + \frac{d^2}{4(n^2 - 1)}}. \quad (9.47)$$

Согласно формуле толщина линзы тем меньше, чем меньше ширина ее раскрыва, больше фокусное расстояние и показатель преломления материала, из которого она изготовлена. Из конструктивных соображений желательно уменьшить как толщину линзы, так и ее фокусное расстояние, от которого зависит положение облучателя. Эти противоречивые требования можно совместить путем значительного уменьшения размеров раскрыва антенны и увеличения показателя преломления линзы. Первое влечет за собой снижение направленного действия антенны, а второе — увеличение отражения от линзы, что косвенно также уменьшает коэффициент усиления антенны.

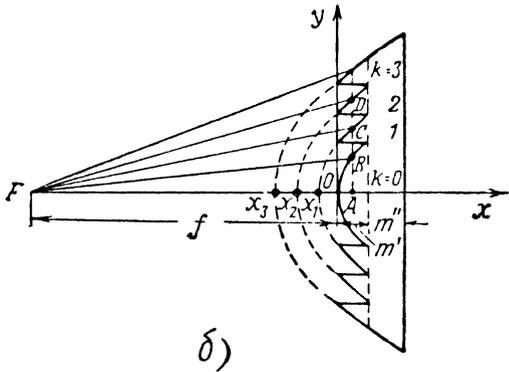
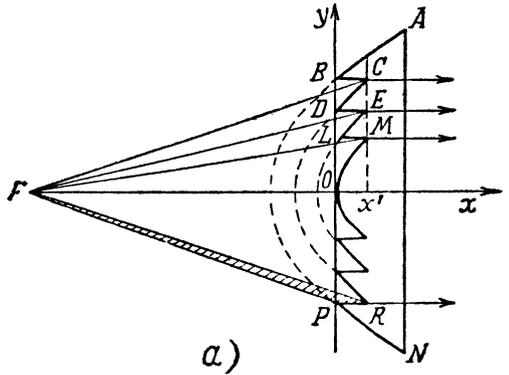
Диэлектрические линзы изготавливают из высокочастотных диэлектриков с малыми потерями и показателем преломления, немногим больше единицы. Так, например, широко применяемые в линзовых антеннах полиэтилен и полистирол имеют параметры:

Наименование диэлектрика	Показатель преломления	Тангенс угла потерь $\text{tg } \delta$
Полиэтилен	1,5	0,0003
Полистирол	1,6	0,0002

Оптимальным значением фокусного расстояния является $f=d$. Для уменьшения толщины линзы применяют зонирование линз (фиг. 9.33), которое заключается в том, что одну из поверхностей линзы, в данном случае непреломляющую, делают ступенчатой. По мере приближения от точки L к оси линзы толщина ее увеличивается. В точке N оптическая длина пути в диэлектрике несколько



Фиг. 9.33. Диэлектрическая линза, зонированная со стороны плоской поверхности.



Фиг. 9.34. Диэлектрическая линза, зонированная со стороны ее гиперболической поверхности.

больше длины волны, а поэтому ее можно уменьшить на длину волны λ , что соответствует геометрической длине $PN = \frac{\lambda}{n}$. Аналогично образованы ступеньки SR , UT и т. д. Так как при переходе из одной зоны в другую фазовый угол волны изменяется на 2π , то синфазность поля в плоскости раскрыва линзы LM от зонирования не нарушается.

Диэлектрическая линза может быть сделана более узкой при зонировании со стороны ее гиперболической поверхности (фиг. 9.34, а). Если вершину линзы поместить в начале координат,

а линию AN плоскости раскрыва расположить параллельно оси y , то ступеньки для перехода из одной зоны в другую оказываются параллельными оси x и соответствующие крайние точки всех зон имеют одинаковые координаты $x=0$ и $x=x'$.

Действительно, после преломления в линзе лучи оказываются параллельными друг другу, и так как в точках $C, E, M \dots$ с координатой $x=x'$ фаза волны одинаковая, точнее, отличается на 2π , то длина пути преломленных волн от $C, E, M \dots$ до плоскости раскрыва должна быть одинаковой. Это и означает, что координата x соответствующих крайних точек всех зон одинаковая.

Определим ширину ступеньки m' (см. фиг. 9.34, б), считая зону, пересекающую осевую линию, нулевой ($k=0$), а последующие зоны первой ($k=1$), второй ($k=2$), третьей ($k=3$) и т. д.

Для нулевой зоны условием синфазности поля в раскрыве является

$$FO + n(OA) = FB$$

или

$$f + nx = \sqrt{(f+x)^2 + y^2},$$

где x, y — координаты произвольной точки B на преломляющей поверхности нулевой зоны.

Согласно принципу зонирования линзы оптическая длина пути для точек соседних зон с одинаковой координатой x отличается на λ , а для соответствующих точек нулевой и k -й зон — на $k\lambda$. Отсюда следует, что преломляющая поверхность k -й зоны должна удовлетворять уравнению

$$f + nx = \sqrt{(f+x)^2 + y^2} - k\lambda.$$

Полагая $y=0$, получаем координату x_k точки пересечения гиперболы поверхности k -й зоны с осью абсцисс

$$f + nx_k = f + x_k - k\lambda,$$

откуда

$$x_k = -\frac{k\lambda}{n-1}.$$

Так как вершина зонированной линзы расположена в начале координат, то это выражение определяет суммарную ширину ступенек всех k -ых зон. Следовательно, ширина каждой ступеньки

$$m' = \frac{|x_k|}{k} = \frac{\lambda}{n-1}. \quad (9.48)$$

Толщина линзы m должна быть больше m' на величину m'' , обеспечивающую механическую прочность линзы

$$m = m' + m''.$$

Коэффициент преломления диэлектрических линз не зависит от частоты, а поэтому незонированные диэлектрические линзы не ограничивают полосу пропускания антенного устройства. Зониро-

ванные диэлектрические линзы таким свойством не обладают, так как при изменении длины волны ширина ступеньки не удовлетворяет равенству (9.48) и нарушается синфазность поля в раскрыве линзы.

Если на средней волне λ_0 разность длины пути от фокуса линзы до соответствующих точек нулевой и k -й зон равна $k\lambda_0$, то на крайней волне спектра $\lambda_0 + \Delta\lambda$ эта разность не равна $k(\lambda_0 + \Delta\lambda)$, а отличается от нее на величину $\Delta\lambda_x$:

$$k\lambda_0 = k(\lambda_0 + \Delta\lambda) - \Delta\lambda_x.$$

Допуская максимальный сдвиг по фазе в раскрыве линзы равным $\frac{\pi}{2}$, т. е. величину $\Delta\lambda_x = \frac{\lambda_0}{4}$, находим

$$k\lambda_0 = k(\lambda_0 + \Delta\lambda) - \frac{\lambda_0}{4} \quad \text{или} \quad k \cdot \Delta\lambda = \frac{\lambda_0}{4}.$$

Следовательно, полоса пропускания $2 \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$, выраженная в процентах,

$$\frac{2\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{2}{4k} 100 = \frac{50}{k} \% . \quad (9.49)$$

Формула показывает, что чем больше зон в диэлектрической линзе, тем меньше ее полоса пропускания.

Зонированные линзы имеют и другой недостаток: часть энергии облучателя, попадающая на поверхность ступенек, рассеивается ими и не излучается через плоскость раскрыва. Для примера на фиг. 9.34, а показана не использованная для излучения область FPR волны облучателя. За счет этой области снижается коэффициент усиления антенны и появляются боковые лепестки в ее диаграмме направленности. Незонированные диэлектрические линзы свободны от этих недостатков, но они громоздки, имеют большой вес, что удорожает их производство.

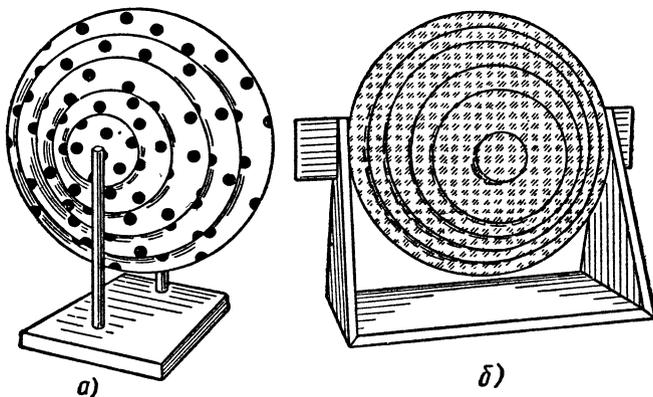
Линзы из искусственного диэлектрика

Лучшими качествами обладают линзы из искусственного диэлектрика. Отличительным свойством диэлектрика является его способность к поляризации молекул, под влиянием которой ослабляется электрическое поле внутри диэлектрика по сравнению с полем во внешней среде и соответственно изменяется скорость распространения волн на границе диэлектрика. Первое учитывается относительной диэлектрической постоянной $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$, а второе — коэффициентом преломления n . Если в воздухе на определенном расстоянии друг от друга расположить металлические частицы, то внешнее электрическое поле вызывает в этих частицах движение электронов, подобное току смещения в диэлектрике (вследствие воздушных проме-

жужков между металлическими частицами это движение свободных электронов не является током проводимости).

Возникает вторичное электромагнитное поле, которое запаздывает относительно первичного. По этой причине фазовая скорость результирующей волны замедляется, как в диэлектрике. Идея создания искусственного диэлектрика была впервые высказана Н. А. Капцовым (1920 г.).

Для механического крепления элементов искусственного диэлектрика проводящие частицы впрессовывают в изолятор, имеющий диэлектрическую проницаемость ϵ , близкую к диэлектрической



Фиг. 9.35. Зонированные линзы с искусственным диэлектриком.

проницаемости воздуха ϵ_0 . Наиболее широко для этих целей применяется пенистый полистирол ($\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = 1,02$).

Первенство в применении искусственного диэлектрика для изготовления линз и призм принадлежит М. А. Бонч-Бруевичу. В настоящее время линзы с искусственным диэлектриком обычно содержат разделенные пенистым полистиролом тонкие листы из бумаги или целлофана с вкрапленными в них проводящими дисками или полосами. Вкрапление производят методом разбрызгивания через трафарет или по способу получения печатных схем (фиг. 9.35).

Показатель преломления искусственного диэлектрика, так же как естественного, $n > 1$. Поэтому линзы с искусственным диэлектриком являются замедляющими и имеют гиперболическую преломляющую поверхность.

На фиг. 9.35, а показана зонированная линза с проводящими дисками из фольги, закрепленными на листах из пенистого полистирола, а на фиг. 9.35, б — с металлическими элементами, нанесенными на пластины пенистого полистирола методом разбрызгивания через трафарет. Наиболее широко применяются линзы с дис-

ковыми или ленточными металлическими элементами. Коэффициент преломления таких линз может быть вычислен по формулам:

для дисковых линз

$$n = \sqrt{1 + \frac{16}{3} N R^3}, \quad (9.50)$$

где N — число дисков в каждой единице объема, R — радиус диска; для ленточных линз

$$n = \sqrt{1 + \frac{\pi a^2 N}{4}}, \quad (9.51)$$

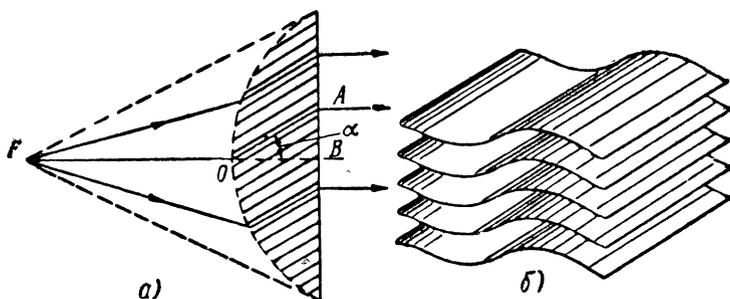
где a — ширина ленты, N — количество лент на единице площади продольного сечения.

Эти формулы не учитывают взаимное влияние металлических частиц и зависимости от них магнитной проницаемости линзы. Коэффициент преломления искусственных диэлектриков выбирают из тех же соображений, что и естественных, наиболее выгодное значение его $n=1,5 \div 1,6$.

Благодаря тому, что пенистый полистирол имеет малый удельный вес ($0,03-0,1$) и малый угол потерь [$\operatorname{tg} \delta = (1 \div 2) 10^{-3}$], линзы из искусственного диэлектрика отличаются малым весом, простотой изготовления и высоким к. п. д.

Металлозамедляющие линзы

Существуют еще замедляющие линзы, составленные из металлических пластин, которые расположены одна от другой на расстоянии, меньшем $\lambda/2$, перпендикулярно вектору электрического поля (фиг. 9.36). При этом условии между пластинами распространяется волна ТЕМ.



Фиг. 9.36. Металлопластинчатые замедляющие линзы с наклонными (а) и гофрированными (б) пластинами.

Следовательно, скорость распространения волн в линзе такая же, как в свободном пространстве, и для получения направленного излучения необходимо создать изменение длины пути для волн,

проходящих через линзу. Практически это осуществляется наклонным расположением пластин по отношению к плоскости раскрыва или приданием пластинам волнистой формы.

На фиг. 9.36, *a* показана линза, состоящая из пластин, расположенных наклонно под углом α к плоскости раскрыва. В данном случае показатель преломления равен отношению длины пути OA , который проходит волна от какой-нибудь точки преломляющей поверхности линзы до плоскости раскрыва, к длине пути OB , которую прошла бы волна в свободном пространстве от той же исходной точки к той же плоскости:

$$n = \frac{OA}{OB} = \frac{1}{\sin \alpha}.$$

Так как $\sin \alpha < 1$, то линза с наклонными пластинами имеет показатель преломления $n > 1$. Это же относится и к линзе с гофрированными пластинами. Такие линзы называются *металлозамедляющими*.

Практически линза с наклонными пластинами изготавливается в виде листов фольги, наклеенных на пластины из пеноистого полистирола, который имеет относительную диэлектрическую проницаемость, близкую к единице ($\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = 1,02$).

Металлозамедляющие линзы применяются реже, чем из искусственного диэлектрика, так как они сложнее в производстве и в ряде случаев имеют худшие электрические характеристики.

Ускоряющие линзы

Ускоряющие линзовые антенны состоят из нескольких металлических пластин, расположенных друг от друга на расстоянии b , которое меньше λ , но больше $\lambda/2$. Между пластинами проходят волны, возбуждаемые облучателем, с составляющей электрического поля, параллельной поверхности пластин (фиг. 9.37). В этом случае пластины линзы играют такую же роль, как узкие стенки прямоугольного волновода, а следовательно, в такой линзе возможно лишь распространение волны типа TE_{01} с фазовой скоростью

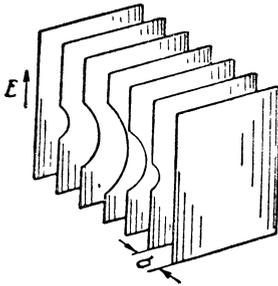
$$v_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}},$$

которая больше скорости света. Из этой формулы можно определить коэффициент преломления металлопластинчатой линзы

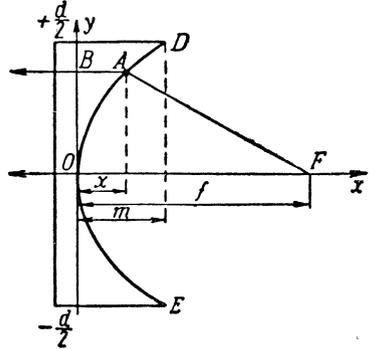
$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}. \quad (9.52)$$

Так как крайние значения b равны $\lambda/2$ и λ , то показатель преломления составляет от 0 до $\sqrt{0,75} = 0,856$. Поскольку в этих линзах $n < 1$, они называются *ускоряющими*.

Очевидно, для того чтобы сферические или цилиндрические волны облучателя при помощи ускоряющей линзы преобразовались в плоские, толщина этой линзы на осевой линии должна быть минимальной и по мере удаления от оси увеличиваться (фиг. 9.38).



Фиг. 9.37. Металлопластинчатая ускоряющая линза.



Фиг. 9.38. Профиль ускоряющей линзы.

Условие, что поле в раскрыве линзы получается синфазным, если оптическая длина пути от облучателя до любой точки плоскости раскрыва или параллельной ей плоскости одинаковая, можно записать так:

$$FO = FA + (AB)n.$$

Согласно фиг. 9.38 $FO = f$ — фокусное расстояние линзы;

$$BA = x, \quad FA = \sqrt{(f-x)^2 + y^2},$$

где x, y — координаты произвольной точки A на преломляющей поверхности ускоряющей линзы.

Следовательно,

$$f = \sqrt{(f-x)^2 + y^2} + nx$$

или

$$f - nx = \sqrt{(f-x)^2 + y^2}.$$

После возведения в квадрат обеих частей этого выражения

$$f^2 - 2fnx + n^2x^2 = f^2 - 2fx + x^2 + y^2$$

приводим его к уравнению эллипса

$$(1-n^2)x^2 - (1-n)2fx + y^2 = 0.$$

Таким образом, преломляющая поверхность ускоряющей линзы имеет эллиптическую форму.

Согласно фиг. 9.39 толщина m зонированной линзы в k раз меньше x_k :

$$m = \frac{|x_k|}{k} = \frac{\lambda}{1-n}. \quad (9.54)$$

Эффективность зонирования ускоряющей линзы выше эффективности замедляющей. Это, в частности, проявляется в расширении полосы пропускания. Ускоряющие линзы — узкодиапазонные, коэффициент преломления этих линз

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}$$

значительно зависит от длины волны. В зонированных линзах электромагнитные волны проходят между пластинами меньший путь, чем в незонированных. Вследствие этого ослабляется влияние частоты на оптическую длину пути волн в антенне и расширяется ее полоса пропускания.

Зонирование ускоряющих линз связано с появлением теневой области (*MPLN* на фиг. 9.39), границы которой определяются лучами волн, отраженных от крайних точек ступенек. Теневая область уменьшает коэффициент направленного действия антенны и несколько искажает диаграмму направленности.

При выборе показателя преломления ускоряющих линз руководствуются тем, что при малом значении n условия распространения волн на границе линзы резко изменяются, вследствие чего увеличенное отражение волн снижает к. п. д. антенны. С другой стороны, согласно уравнениям (9.53) и (9.54) уменьшение n позволяет сократить толщину линзы. Наиболее выгодным значением показателя преломления является $n=0,5$ (примерно).

При расчете диаграмм направленности линзовых антенн следует учитывать размеры раскрыва линзы и равномерность его возбуждения по амплитуде и фазе. В раскрыве замедляющих линз наблюдается значительная неравномерность амплитуды поля. Это объясняется двумя обстоятельствами: расстояние от облучателя до преломляющей поверхности линзы увеличивается по мере удаления от оси линзы (см. фиг. 9.31); в том же направлении интенсивность облучения линзы уменьшается вследствие направленных свойств облучателя. Ускоряющие линзовые антенны позволяют компенсировать эти свойства облучателя тем, что в них длина пути от облучателя к линзе уменьшается с удалением от оси линзы (см. фиг. 9.38). В результате получается, что для замедляющей линзы неравномерность распределения амплитуды больше, а коэффициент направленного действия меньше, чем для ускоряющей линзы.

Обобщим данные о линзовых антеннах разного вида. С точки зрения потерь в антенне металлопластинчатые линзы более совершенны, чем линзы из естественного и искусственного диэлектрика.

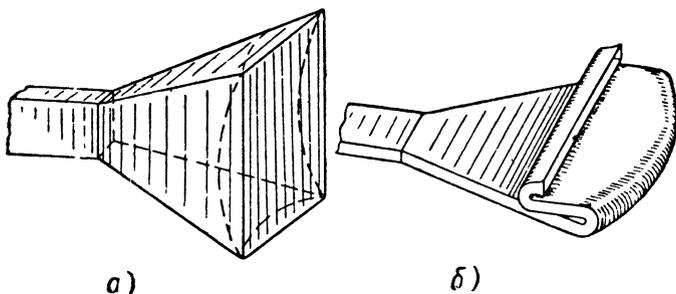
По диапазонным свойствам наиболее совершенны незонированные диэлектрические линзы и наименее совершенны — незонированные ускоряющие.

Наименьшим весом и простотой изготовления отличаются линзы из искусственного диэлектрика; с этой точки зрения наименее качественны диэлектрические резонированные линзы.

В настоящее время применяют главным образом замедляющие линзы из искусственного диэлектрика и ускоряющие металлопластинчатые. Большой эффект дает использование линз в качестве вставок в рупоры.

Рупорно-линзовые антенны

Получению высокой направленности в рупорной антенне препятствует то обстоятельство, что если длина рупора не очень велика, то поле в раскрыве имеет весьма значительный сдвиг по фазе. Если же в раскрыве рупора поместить линзовую вставку, как показано на фиг. 9.40, *а*, то линза преобразует сферическую или цилиндрическую волну в плоскую, вследствие чего уменьшается



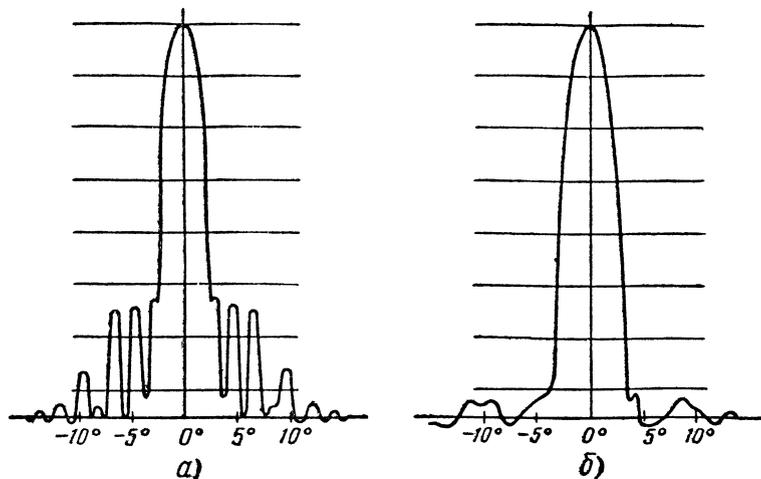
Фиг. 9.40. Усовершенствованные рупорные антенны.
а—с линзовой вставкой, *б*—с согнутым рупором.

ширина угла основного лепестка, резко понижается интенсивность боковых лепестков и увеличивается коэффициент усиления антенны. Последнее достигается также тем, что при помощи рупора вся энергия сосредоточивается на линзе. В преимуществах рупора с линзовой вставкой можно убедиться, сравнивая диаграмму направленности металло-замедляющей линзы, облучаемой небольшим рупором, который находится в фокусе линзы, с диаграммой той же линзы, расположенной в раскрыве пирамидального рупора (фиг. 9.41).

На фиг. 9.40, *б* показан секториальный рупор, согнутый по параболической кривой. Такую антенну называют иногда рупором с металло-воздушной линзой. Работа этой линзы заключается в том, что вследствие соответствующего изгиба рупора длина любого луча от фазового центра до раскрыва рупора получается одинаковой, а это и обеспечивает синфазность поля на выходе антенны.

Наибольшее распространение получили линзовые вставки из искусственного диэлектрика и ускоряющие металлопластинчатые. Имея в виду, что линзовые вставки частично или полностью устраняют несинфазность поля в раскрыве рупора, диаграммы направ-

ленности рупорно-линзовых антенн можно рассчитывать по формулам, выведенным для открытого конца волновода.



Фиг. 9.41. Диаграммы направленности металлозамедляющей линзы, облучаемой рупором (а), и рупорно-линзовой антенны (б).

Если бы линза обеспечивала строгую синфазность поля в раскрыве антенны, а амплитуда этого поля в плоскости H изменялась по синусоидальному закону, то коэффициент использования поверхности антенны γ был бы равен 0,81, но так как обычно имеют место некоторые отклонения от этих условий, то коэффициент γ не превышает 0,55—0,65, а коэффициент усиления рупорно-линзовой антенны

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \gamma S_a = (0,55 \div 0,65) \frac{4\pi}{\lambda^2} a'b'. \quad (9.55)$$

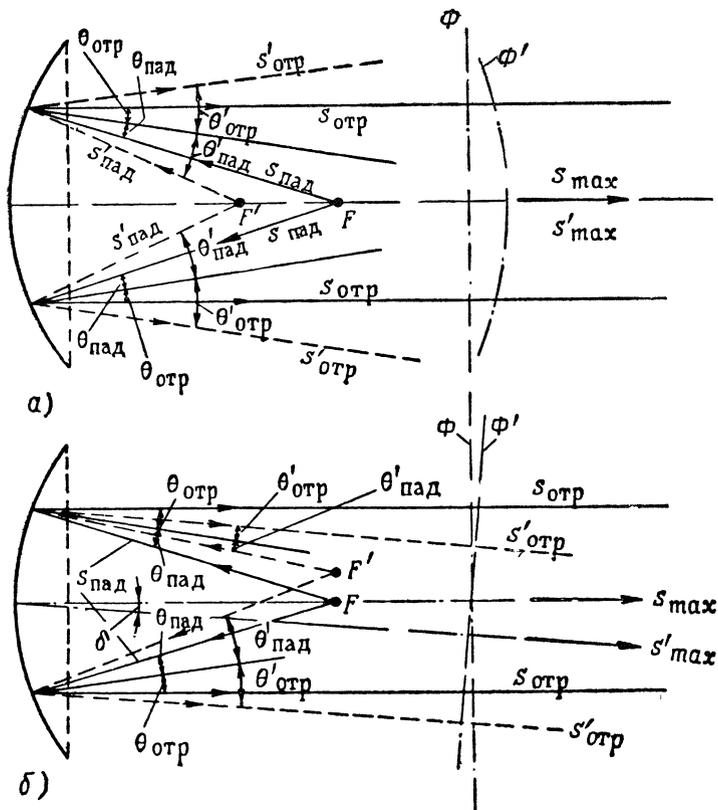
Сравнение параболических и линзовых антенн

Линзовые антенны по сравнению с зеркальными имеют ряд преимуществ.

Во-первых, при изготовлении линз требуется примерно в 4 раза меньшая точность, чем для изготовления параболических антенн. Во-вторых, в линзовых антеннах облучатель не экранирует излучения антенны, а в параболических он находится перед рефлектором, в связи с чем уменьшается эффективная поверхность антенны и в ее диаграмме направлены усиливаются боковые лепестки.

Существенным преимуществом линзовых антенн является и то, что они более успешно, чем параболические, позволяют управлять диаграммой направленности. На фиг. 9.42, а показано, как влияет на диаграмму направленности антенны смещение облучателя из фокуса вдоль оси параболического рефлектора и перпендикулярно этой оси. Когда фазовый центр облучателя находится в фокусе F ,

то лучи ($s_{\text{пад}}$) после отражения ($s_{\text{отр}}$) идут параллельно оси рефлектора, благодаря чему максимум излучения s_{max} совпадает с этой осью, а фронт волны Φ представляет собой плоскость, перпендикулярную той же оси. Теперь сместим фазовый центр облучателя по оси рефлектора из фокуса F в точку F' и определим направление



Фиг. 9. 42. Влияние положения фазового центра облучателя на направленность параболической антенны.

отраженных лучей ($s'_{\text{отр}}$), имея в виду, что в любом положении облучателя должно соблюдаться равенство углов падения и отражения ($\theta_{\text{пад}} = \theta_{\text{отр}}$, $\theta'_{\text{пад}} = \theta'_{\text{отр}}$). Отраженные лучи $s'_{\text{отр}}$ расходятся пучком, фронт волны Φ' становится сферическим (или цилиндрическим), но направление максимального излучения s'_{max} остается тем же. Следовательно, смещение фазового центра облучателя по оси параболической антенны приводит к расширению ее диаграммы направленности.

Аналогично доказывается, что смещение фазового центра облучателя перпендикулярно оси рефлектора (см. фиг. 9. 42, б) вызывает наклон отраженных лучей ($s'_{\text{отр}}$), а следовательно, и максимума

излучения (s'_{\max}) в обратном направлении. Соответственно наклоняется фронт волны Φ' . Полагая, что угол наклона диаграммы направленности δ равен углу смещения облучателя относительно оси рефлектора, можно записать

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\Delta x}{f}, \quad (9.56)$$

где Δx — смещение облучателя;
 f — фокусное расстояние.

При значительном отклонении фазового центра облучателя от фокуса рефлектора диаграмма направленности не только поворачивается, но и изменяется по форме: расширяется основной лепесток и увеличиваются боковые лепестки, уменьшая коэффициент усиления антенны. Это сказывается тем больше, чем меньше фокусное расстояние. Осевое и поперечное смещение облучателя из фокуса в линзовой антенне производит такой же эффект, как и в параболической.

В параболических антеннах диаграммой направленности управляют качанием рефлектора или вращением облучателя, смещенного из фокуса в направлении, перпендикулярном оси зеркала. Первый способ связан с усложнением конструкции антенны, второй способ требует увеличения габаритов антенны, так как для качания диаграммы направленности в больших пределах без ее искажения необходимо удалить облучатель на большое расстояние от зеркала (увеличить фокусное расстояние).

Линзовые антенны позволяют получить неискаженную качающуюся диаграмму направленности вращением облучателя, смещенного из фокуса. При соответствующем профиле линзы облучатель вращается по окружности с центром в середине линзы. Такой способ вращения конструктивно прост и обеспечивает равномерное облучение линзы.

Основным недостатком линзовых антенн по сравнению с параболическими является более низкий к. п. д. и соответственно более низкий коэффициент усиления, обусловленный потерями на отражение и поглощение энергии в линзе.

§ 11. ОБЛУЧАТЕЛИ АНТЕНН СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Облучатели антенн должны удовлетворять следующим требованиям:

энергия от облучателя должна концентрироваться на рефлекторе или линзе, не выходя по возможности за их пределы;

не должно быть большой неравномерности облучения рефлектора или линзы;

облучатель должен быть рассчитан на максимальную мощность колебаний, поступающих по линии передачи к антенне;

облучатель должен быть согласован как с питающей линией, так и с облучаемой антенной во всей полосе пропускания частот;

облучатели в совокупности со всей антенной системой должны быть механически прочными.

Питание к облучателю параболоида вращения можно подводить с любой стороны рефлектора (фиг. 9.43, 9.45) при помощи коаксиального фидера или волновода.

На фиг. 9.43 показан способ облучения параболоида вращения при помощи полуволнового вибратора. Питание к нему подводится сзади рефлектора 1 по коаксиальной линии 2. Полуволновый вибратор 3 одной половиной соединяется с наружным проводом коаксиальной линии, а другой подключается к внутреннему проводу линии через отверстие во внешнем проводе. Контррефлектор служит плоский диск 4, который совместно с медной пробкой 5 замыкает накоротко коаксиальную линию.

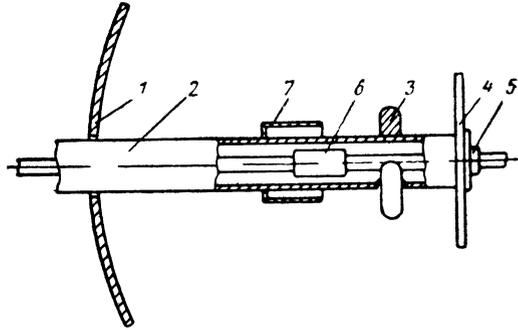
Короткозамкнутый участок линии не шунтирует вибратор, так как длина этого участка, отсчитываемая от вибратора, равна $\lambda/4$.

Чем больше площадь контррефлектора, тем меньше обратное излучение облучателя, но больше затенение рефлектора.

Поэтому диаметр диска контррефлектора выбирают компромиссно — порядка $0,8\lambda$.

Согласование линии питания с облучателем производят увеличением диаметра внутреннего провода коаксиальной линии на участке b длиной $\lambda/4$, что эквивалентно применению четвертьволновой согласующей линии с волновым сопротивлением, меньшим, чем в основной линии. Для перехода от несимметричной коаксиальной линии к симметричному полуволновому вибратору в конструкцию введен четвертьволновый стакан 7.

Если система сконструирована так, что максимум излучения направлен по оси рефлектора, тогда антенна имеет обычную игольчатую диаграмму направленности. В данном случае это не соблюдается, так как высокочастотная энергия, сконцентрированная внутри коаксиальной линии, подводится к одной половине вибратора, соединенной с внутренним проводом линии, непосредственно, а к другой — через отверстие во внешнем проводе линии и по ее наружной поверхности, расположенной между отверстием и вибратором. В результате рефлектор возбуждается за счет не только вибратора, но и тока, протекающего по внешней поверхности линии. Это приводит к нарушению синфазности поля в раскрыве рефлек-



Фиг. 9.43. Облучение параболоида вращения при помощи полуволнового вибратора.

1—рефлектор, 2—коаксиальная линия, 3—вибратор, 4—дисковый контррефлектор, 5—пробка для короткого замыкания линии, 6—утолщенный участок внутреннего провода коаксиальной линии как трансформатор, 7—четвертьволновый стакан для симметрирования.

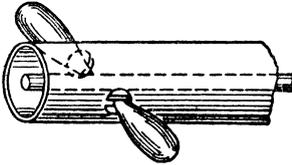
тора и смещению оси диаграммы направленности относительно оси рефлектора.

Если коаксиальная линия с головкой облучателя будет вращаться, то ось диаграммы направленности опишет конус, что характерно для конического обзора пространства. Фазовый центр облучателей такого вида находится между активным вибратором \mathcal{J} и контррефлектором. Диаграмма направленности облучателя выражается уравнением

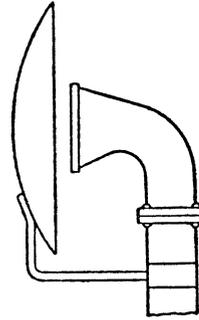
$$F(\varphi) = \cos^2\varphi, \quad (9.57)$$

где угол φ отсчитывается от оси антенны.

В конструкции, показанной на фиг. 9.44, получается обычная игольчатая диаграмма направленности благодаря дополнительному отверстию в коаксиальной линии, которое позволяет передать энергию обеим половинам вибратора без участия наружной поверхности линии.



Фиг. 9.44. Конструкция облучателя для получения игольчатой диаграммы направленности параболоида вращения.



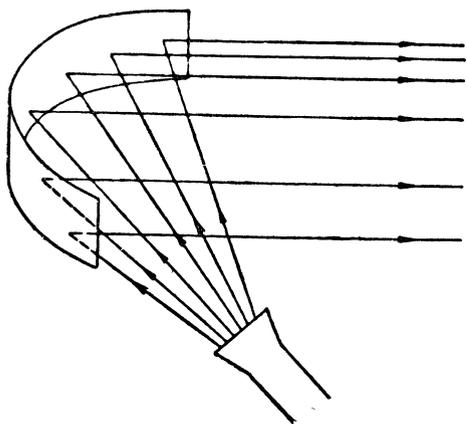
Фиг. 9.45. Рупорный облучатель параболической антенны.

На фиг. 9.45 показано облучающее устройство, в котором питание подводится с передней стороны рефлектора по прямоугольному волноводу. Малые размеры отверстия волновода по сравнению с длиной волны и неравномерное распределение поля в этом отверстии определяют сравнительно большую ширину основного лепестка диаграммы направленности. Это является положительным качеством облучателя. Кроме того, волноводные облучатели дают возможность передавать бо́льшую мощность к антенне, чем облучатели с коаксиальными фидерами. Вместе с тем в диаграмме направленности волновода имеются боковые лепестки, крайне нежелательные в данном случае. Для того чтобы энергия боковых лепестков не попадала на зеркало, угол раскрытия рефлектора должен быть выбран в пределах ширины угла основного лепестка диаграммы направленности.

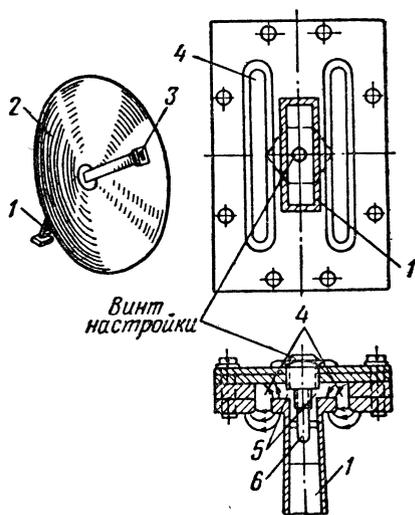
В большинстве случаев волновод облучателя оканчивается небольшим пирамидальным или коническим рупором. Применение рупора в облучателях дает значительные преимущества: подбором размеров рупора можно получить требуемую диаграмму в плоскостях E и H ; рупор хорошо согласует волновод с нагрузкой облучателя. В данном случае это очень важно, так как рефлектор или

линза частично отражают волны к облучателю. Наконеч, рупорный облучатель не создает обратного излучения и поэтому не нуждается в контррефлекторе. Рупорный облучатель следует размещать так, чтобы фазовый центр рупора совпал с фокусом рефлектора или линзы.

Для того чтобы полностью устранить «теневого эффект», облучатель выносят за пределы волн, отраженных от рефлектора. Примером такой конструкции является антенна в виде параболического цилиндра, составляющего какую-то часть параболоида вращения, расположенную над фокусом (фиг. 9.46).



Фиг. 9.46. Параболическая антенна с облучателем, не создающим теневого эффекта.



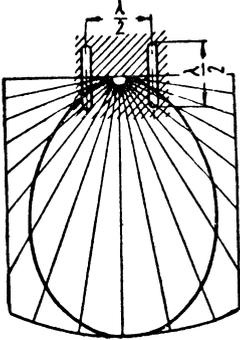
Фиг. 9.47. Параболоид со щелевым облучателем.

Рассмотрим конструкцию щелевого облучателя, показанного на фиг. 9.47. Прямоугольный волновод 1 проходит сквозь рефлектор 2 и кончается головкой облучателя 3 прямоугольной формы. В головке имеются две щели 4, расположенные на расстоянии $\lambda/2$ друг от друга и соединенные через канал 5 с волноводом 1. Через прорези и щели в головке облучателя энергия из волновода направляется к рефлектору. В целях согласования волновода с параболоидом и уменьшения расстояния между щелями до $\lambda/2$ узкую сторону поперечного сечения постепенно уменьшают от рефлектора к облучателю и предусматривают подстройку системы при помощи штыря 6, длину которого можно регулировать винтом.

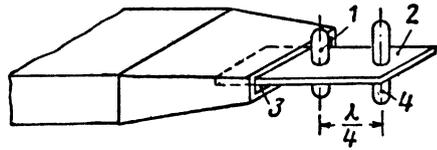
Диаграмма направленности облучателя (фиг. 9.48) определяется наличием двух синфазных щелей на расстоянии $\lambda/2$, в каждой из которых поле распределяется по длине так, как по широкой стороне поперечного сечения прямоугольного волновода, т. е. напряженность электрического поля максимальна в середине и равна

нулю по краям. В диаграмме отсутствуют боковые лепестки и основной лепесток имеет большую ширину угла для лучшего облучения рефлектора.

На практике применяют облучатели в форме полуволнового вибратора 1 (фиг. 9.49), закрепленного на металлической пластине 2, которую вставляют в отверстие волновода 3 и припаивают к нему по краям. Вследствие того, что пластина расположена перпендикулярно линиям электрического поля, а вибратор параллелен этим линиям, пластина незначительно изменяет структуру поля в волноводе и вибратор возбуждается полем волновода. В качестве контррефлектора используется другой

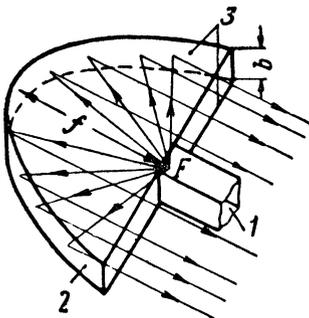


Фиг. 9.48. Диаграмма направленности щелевого облучателя.



Фиг. 9.49. Облучатель в форме полуволнового вибратора, возбуждаемого через волновод.

вибратор 4, прикрепленный к пластине 2. Для согласования активного вибратора и волновода последний сужен к открытому концу. В какой-то степени на согласование влияет глубина погружения пластины в волновод. Диаграмма направленности облучателя такого вида близка к кардиоидной.



Фиг. 9.50. Сегментно-параболическая антенна.

Облучение параболического цилиндра связано со значительными трудностями — облучатель такой антенны должен быть линейным на большом протяжении. Задача создания линейного облучателя успешно решается переходом к сегментно-параболической системе (фиг. 9.50), которая может служить не только облучателем, но и самостоятельной антенной.

В этой антенне открытый конец прямоугольного волновода 1 находится в фокусе F параболической полоски 2, ограниченной двумя параллельными пластинами 3. Если расстояние между пластинами $\frac{\lambda}{2} < b < \lambda$, то в антенне, как и в волноводе, могут распространяться волны TE_{01} . В связи с тем, что фазовая скорость волны данного типа зависит от расстояния между пластинами, размер b должен быть строго одинаковым во избежание фазовых искажений в раскрыве антенны. Для этого увеличивают жесткость пластин ребрами и, кроме бол-

товых соединений между параболической полоской и пластинами, взаимное расположение пластин фиксируют металлическими или диэлектрическими штырями, установленными в области малой интенсивности электрического поля.

Сегментно-параболические антенны имеют остронаправленную диаграмму излучения в плоскости, проходящей через широкую сторону выходного отверстия рефлектора, а в перпендикулярной плоскости направленность антенны выражена весьма слабо из-за крайне ограниченного размера b . Коэффициент использования площади сегментно-параболической антенны высокий — 0,8. В соответствии с этим коэффициент усиления антенны

$$G \approx 0,8 \frac{4\pi}{\lambda^2} S_a,$$

где S_a — поверхность раскрыва антенны.

§ 12. СРАВНЕНИЕ АНТЕНН УКВ

Полуволновый вибратор является простейшей антенной диапазона УКВ. Направленное действие полуволнового вибратора весьма слабое, ширина диаграммы направленности $2\theta' = 78^\circ$ и коэффициент направленного действия $D = 1,64$. Такой вибратор может работать в широком диапазоне волн.

Петлевой вибратор имеет в 4 раза большее сопротивление излучения, чем обычный полуволновый. Это облегчает согласование фидера с антенной.

Синфазные многовибраторные антенны отличаются высокой направленностью (ширина диаграммы направленности порядка нескольких градусов) и слабо выраженным боковым излучением. Недостатки синфазных антенн — узкополосность и сложность фазирования вибраторов, возрастающая с уменьшением длины волны.

Антенна типа «*волновой канал*» позволяет усилить направленное действие вибратора, уменьшая ширину диаграммы направленности примерно до $2\theta' \approx 20 \div 30^\circ$. Такая антенна проста по устройству. Недостатком ее является сложность регулировки и настройки (подбора длины вибраторов и расстояния между ними).

Спиральные антенны широкополосны и позволяют получить волны как линейно поляризованные, так и с круговой или эллиптической поляризацией.

Достоинствами антенн *поверхностных волн* являются широкополосность, сравнительно малые габариты и особенно малая высота.

Диэлектрические антенны, как и другие антенны бегущих волн, не рассчитаны на очень высокую направленность. Эти антенны узкополосны, к. п. д. их снижается за счет потерь в диэлектрике, но они просты по конструкции и имеют малое поперечное сечение.

Рупорные антенны отличаются хорошей работой в широком диапазоне частот, так как в них отсутствуют резонирующие элементы. При помощи рупорных антенн можно получить диаграмму

направленности шириной в несколько градусов, но для этого размеры антенны должны быть большими.

Антенны с *параболическим рефлектором* при равной площади раскрыва отличаются большей направленностью, чем рупорные, так как фронт волны в раскрыве параболического рефлектора плоский, а в раскрыве рупора — цилиндрический или сферический. К преимуществам параболической антенны по сравнению с рупорной следует также отнести меньший объем антенны за счет малой глубины рефлектора. Параболическая антенна работает в более узком диапазоне частот, чем рупорная.

Линзовые антенны, из которых наиболее употребительны ускоряющие металлопластинчатые и с искусственным диэлектриком, имеют преимущества перед рефлекторными антеннами в том, что допускают менее точное изготовление, их облучатель не экранирует излучения антенны и они обладают большими возможностями получения качественной качающейся диаграммы направленности. Основными недостатками линзовых антенн являются низкий к. п. д. и ограничение частотного диапазона. Последнее относится к ускоряющим металлопластинчатым линзам.

Щелевые антенны крайне просты по конструкции; они перспективны в авиации вследствие отсутствия выступающих частей. Применение щелевых антенн ограничивается трудностью настройки и сравнительно слабой направленностью.

Вибраторные антенны и антенны бегущих волн используются на метровых и частично на дециметровых волнах, а на более коротких волнах они не применяются из-за трудности фазирования. Полуволновый вибратор применяется и на сантиметровых волнах, но только в качестве облучателя.

Все остальные антенны используются преимущественно на сантиметровых и дециметровых волнах. Эти антенны значительно проще возбуждаются, чем вибраторные, но на более длинных волнах они громоздки и тяжелы, в связи с чем создают большое сопротивление воздушному потоку и сложны в эксплуатации. Из антенн сантиметровых волн наиболее употребительны параболические, рупорные и линзовые. Рупорные антенны иногда применяются как самостоятельные (часто с линзовыми вставками) и особенно широко — как облучатели рефлекторных и линзовых антенн.

Глава X

ПИТАНИЕ И КОНСТРУКЦИЯ АНТЕНН УЛЬТРАКОРОТКИХ ВОЛН

§ 1. КОНСТРУКЦИИ ЭЛЕМЕНТОВ СОГЛАСОВАНИЯ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

При выполнении согласующих устройств в виде короткозамкнутых шлейфов основную трудность представляет получение надежного контакта в короткозамыкающих мостиках (поршнях). На фиг. 10.1 приведена конструкция короткозамыкающего мостика с пружинными контактами для двухпроводной и коаксиальной линий. Мостик вдоль линии перемещается при помощи прикрепленной к нему тяги.

По мере эксплуатации линии сопротивление контакта между мостиком и линией увеличивается. В связи с этим короткозамыкающие поршни снабжают высокочастотным дросселем. В конструкции, приведенной на фиг. 10.2, а, высокочастотный дроссель представляет собой сочетание двух четвертьволновых линий с волновыми сопротивлениями ρ_1 и ρ_2 , из которых

$$\rho_1 = 138 \lg \frac{D_1}{d} > \rho_2 = 138 \lg \frac{D_2}{d},$$

так как $D_1 > D_2$.

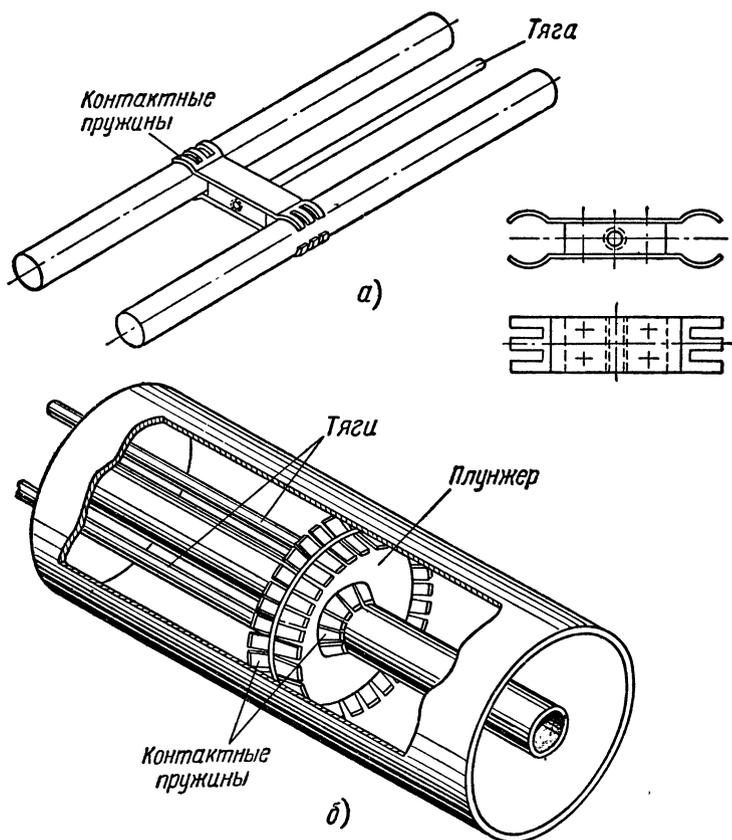
Рассматривая сопротивление контакта R_K в точке b как нагрузку четвертьволновой линии bd , определяем ее входное сопротивление в сечении d :

$$R_{\text{вх } d} = \frac{\rho_1^2}{R_K}.$$

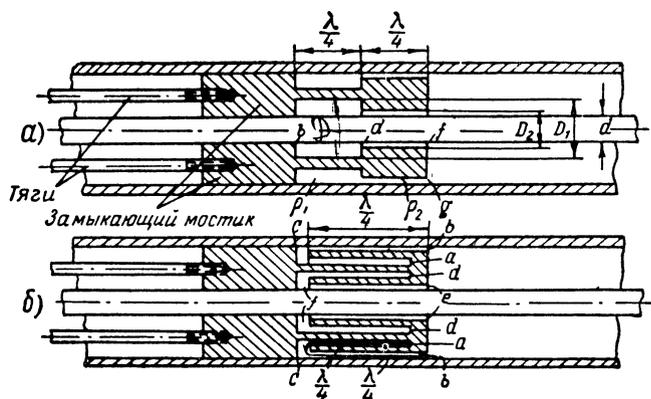
Это сопротивление является нагрузкой второй линии df равной длины. Следовательно, входное сопротивление в сечении f

$$< R_{\text{вх } f} = \frac{\rho_2^2}{R_{\text{вх } d}} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^2 R_K.$$

Так как $\rho_2 < \rho_1$, то $R_{\text{вх } f} \ll R_K$. Аналогично уменьшается сопротивление между поршнем и внешним проводом коаксиальной линии. Очевидно, что в данном случае длину короткозамкнутого шлейфа следует отсчитывать от сечения fg .



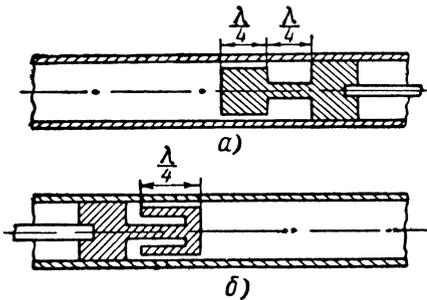
Фиг. 10.1. Настройка двухпроводной (а) и коаксиальной (б) линий при помощи короткозамыкающего мостика.



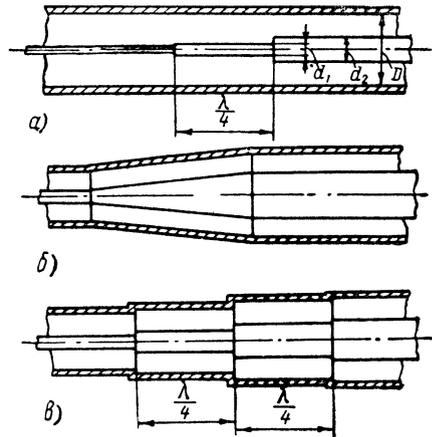
Фиг. 10.2. Настройка коаксиальной линии при помощи поршня, содержащего высокочастотный дроссель.

В конструкции, изображенной на фиг. 10.2, б, высокочастотный дроссель представляет собой полуволновую линию bca , которая замкнута накоротко в a и имеет два четвертьволновых участка bc и ca . Поэтому независимо от качества контакта c между поршнем и внешним проводом коаксиальной линии в сечении b обеспечивается короткое замыкание. Кроме того, несовершенство контакта в точке c не имеет существенного значения потому, что в этой точке находится узел тока. Вторая полуволновая линия dfe предназначена для короткого замыкания поршня с внутренним проводом коаксиальной линии.

Изложенные принципы полностью распространяются на кон-



Фиг. 10.3. Короткозамыкающие поршни прямоугольного (а) и круглого (б) волноводов.



Фиг. 10.4. Согласующие устройства коаксиальной линии в форме трансформаторов сопротивлений.

структивное оформление короткозамыкающих поршней в волноводе (фиг. 10.3).

В качестве примера согласующих устройств типа трансформатора сопротивлений рассмотрим некоторые конструкции, применяемые при согласовании коаксиальных линий (фиг. 10.4) и волноводов (фиг. 10.5).

В четвертьволновом трансформаторе (фиг. 10.4, а) для получения требуемого волнового сопротивления согласующего участка линии увеличивают или уменьшают диаметр внутреннего или внешнего провода этого участка.

Четвертьволновый трансформатор является узкополосным согласующим устройством. Наибольшей широкополосностью отличается линия, параметры которой плавно изменяются по экспоненциальному или линейному закону (фиг. 10.4, б). Промежуточное положение по ширине полосы пропускания занимает трансформатор, состоящий из нескольких четвертьволновых участков (фиг. 10.4, в), волновые сопротивления которых находятся в определенной зависимости (см. § 9 гл. II).

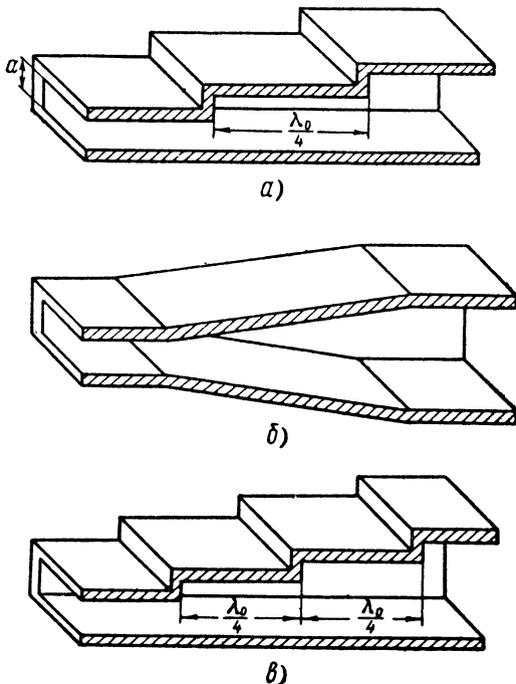
При согласовании волноводов (фиг. 10.5) следует иметь в виду, что трансформировать сопротивления целесообразно подбором размера a поперечного сечения волновода, поскольку от него не зави-

сит критическая длина волны. Для волны TE_{01} волновое сопротивление

$$\rho'_B = \frac{\pi a}{2b} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2} \quad (8.7)$$

зависит и от a , и от b .

В трансформаторах сопротивлений, приведенных на фиг. 10.5, волновое сопротивление изменяется за счет размера поперечного сечения волновода, который в формуле (8.7) обозначен через a .



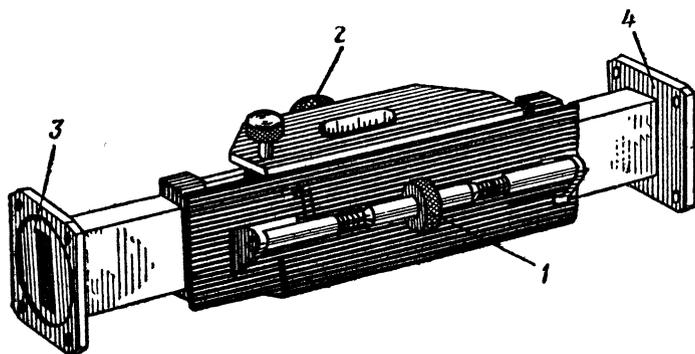
Фиг. 10.5. Волноводные трансформаторы сопротивлений.

В лабораторных условиях нашли применение втулочные трансформаторы полных сопротивлений типа 52И-2 (фиг. 10.6, а). Они содержат две кварцевые втулки. В процессе согласования линии расстояние между втулками изменяют вращением винта 1, а вращением головки винта 2 обе втулки одновременно перемещают вдоль волновода. Согласующее устройство оформлено в виде волноводной секции. Фланец 3 секции подключается к генератору, а фланец 4 — к нагрузке.

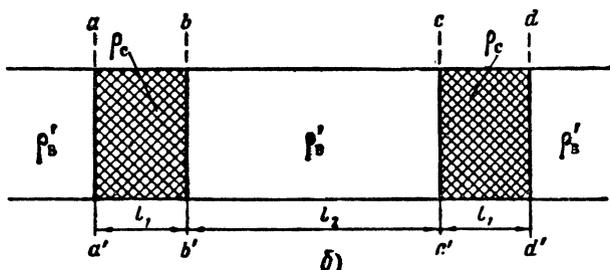
Каждая втулка представляет собой четвертьволновый трансформатор сопротивлений. Ширину втулки l_1 (фиг. 10.6, б) выбирают с учетом волноводной длины волны λ_B и относительной диэлектрической постоянной кварца $\epsilon/\epsilon_0 = 3,8$, т. е. $l_1 = \frac{\lambda_B}{4 \sqrt{\epsilon/\epsilon_0}}$. Волновое

сопротивление волновода в месте расположения втулок ρ_c меньше волнового сопротивления волновода на участках с воздушным наполнением ρ_b в $\sqrt{\epsilon/\epsilon_0}$ раз.

Если расстояние между втулками $l_2=0$, то они образуют сплошную полуволновую линию, имеющую в начале и в конце одинаковое по величине сопротивление. То же самое получается при $l_2 = \frac{\lambda_b}{2}$; сопротивление из $d-d'$ трансформируется в меньшее



а)



б)

Фиг. 10. 6. Втулочный трансформатор типа 52И-2 для согласования волноводов.

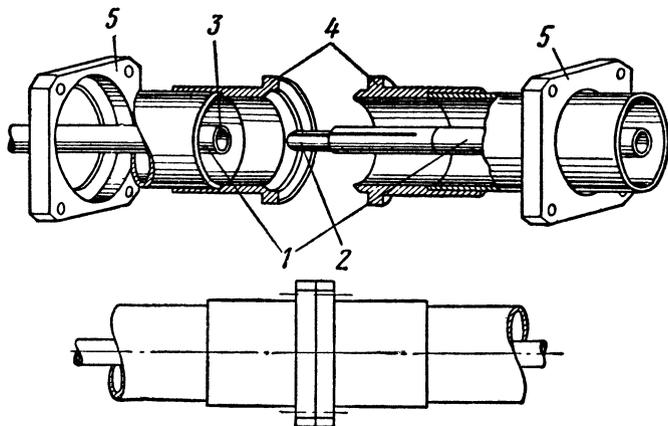
а—внешний вид; б—эквивалентная схема.

сопротивление в $c-c'$, последнее без изменения переносится в $b-b'$ и трансформируется обратно в $a-a'$ до такого же сопротивления, какое существует в $d-d'$. Наибольший коэффициент трансформации получается при $l_2 = \lambda_b/4$. Если волноводная линия согласована, то входное сопротивление трансформатора в $a-a'$ равно ρ_b' , и так как все три участка согласующего устройства четвертьволновые, то сопротивление в сечении $b-b'$ равно ρ_c^2/ρ_b' , в сечении $c-c'$ равно $\rho_b'^2$; $\rho_c^2/\rho_b' = \rho_b'^3/\rho_c^2$, в сечении $d-d'$ равно ρ_c^2 ; $\rho_b'^3/\rho_c^2$. Следовательно, таким способом можно трансформировать сопротивление нагрузки $\rho_c^4/\rho_b'^3$ в сопротивление ρ_b' , т. е. коэффициент трансформации достигает

$\rho_c^4 / \rho_B'^4 = (\rho_B' \sqrt{\epsilon / \epsilon_0})^4 : \rho_B'^4 = (\epsilon / \epsilon_0)^2 \approx 15$. Этого обычно достаточно для согласования сопротивлений, так как $k_{с.в}$ несогласованных волноводных линий редко превышает 15.

§ 2. СОЧЛЕНЕНИЯ ОТРЕЗКОВ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

Линии передачи УКВ, соединяющие передатчик и приемник с антенной, разделяются на участки, часть которых закреплена неподвижно, а другая часть вращается вместе с антенной. В связи с этим представляют интерес конструкции неподвижных и вращающихся сочленений.



Фиг. 10.7. Неподвижное сочленение коаксиальных линий.

К такого рода сочленениям предъявляются следующие общие требования:

- потери энергии в сочленении должны быть минимальными;
- однородность линии передачи не должна нарушаться в месте сочленения;

- конструкция сочленений должна быть рассчитана на быстрый монтаж и демонтаж отдельных секций линии передачи;

- срок службы сочленения должен быть по возможности большим;

- полоса пропускания линии передачи не должна ограничиваться сочленением его отрезков.

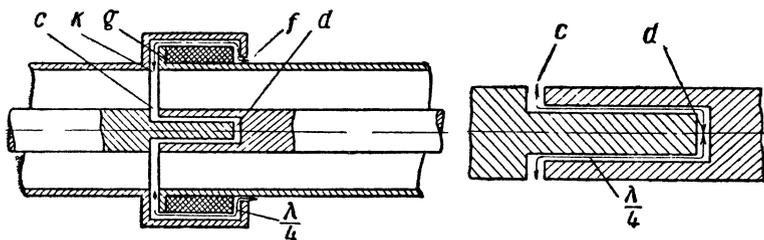
Рассмотрим некоторые конструкции сочленений наиболее употребительных линий передачи — коаксиальных линий с металлическими изоляторами и волноводов.

Сочленения коаксиальных линий

В настоящее время имеется много типовых конструкций для соединения отрезков коаксиальных линий с металлическими изоляторами. В неподвижном сочленении коаксиальных линий, показанном на фиг. 10.7, контакт между внутренними проводниками 1 создается при помощи наконечника 2 с продольной прорезью, кото-

мого по линии. Уменьшение зазора может вызвать появление прямого контакта между проводниками сочленяемых секций, а длина зазора l в осевом сечении (от c до d) не может быть выбрана произвольно, так как при $l > \frac{\lambda}{4}$ сопротивление зазора становится индуктивным и этим нарушаются фазовые соотношения в линии. Оптимальной является величина $l = \frac{\lambda}{4}$, при которой внутренние проводники сочленяемых секций образуют четвертьволновую коаксиальную линию, разомкнутую на конце (d). Бесконечно большое сопротивление из d трансформируется в короткое замыкание в точке c .

Для беспрепятственного движения энергии по линии необходимо также создать короткое замыкание между внешними проводниками в



Фиг. 10.9. Вращающееся сочленение коаксиальных линий емкостного типа.

точке k . Это осуществляется высокочастотным дросселем в форме линии, длина которой равна $\lambda/4$ (от k до f). При помощи другой четвертьволновой линии gf короткое замыкание в точке g преобразуется в бесконечно большое сопротивление в f , которое в свою очередь трансформируется первой линией kf в короткое замыкание в точке k .

Геометрическая длина линии gf должна быть меньше ее электрической длины $\lambda/4$. Это достигается заполнением линии диэлектриком, который способствует уменьшению скорости распространения ($v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$) и длины волны на участке gf .

Преимущества емкостного сочленения перед контактным заключаются в отсутствии прямого контакта между сочленяемыми отрезками линий. С другой стороны, емкостное сочленение ограничивает полосу пропускания и в отличие от контактного не допускает герметизации линии передачи.

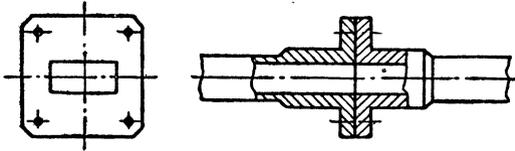
Сочленения волноводов

Сочленения однотипных волноводов разделяют на фланцевые (фиг. 10.10) и дроссельно-фланцевые (фиг. 10.11).

В первой конструкции соединяемые отрезки волноводов плотно прижимаются друг к другу при помощи фланцев, стягиваемых болтами. Поверхности фланцев и отверстия в них должны быть точно

подогнаны для получения надежного контакта и однородности внутренней поверхности волноводов в месте сочленения. Несовершенство контакта между фланцами вызывает потери энергии и создает опасность пробоя.

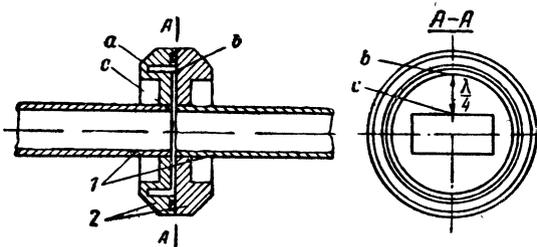
Более простым по конструкции и более надежным в эксплуатации является дроссельно-фланцевое соединение 2. Отличительной особенностью такого способа соединения неподвижных отрезков волновода 1 является наличие полуволнового короткозамкнутого шлейфа abc , образованного кольцевой канавкой ab , глубиной $\lambda/4$ и зазором между фланцами bc , длина которого равна $\lambda/4$. Так как входное сопротивление шлейфа равно нулю, то энергия беспрепят-



Фиг. 10.10. Фланцевое соединение прямоугольных волноводов.

ственно распространяется от одной секции волновода к другой без сколько-нибудь значительных потерь.

Следует заметить, что расстояние в четверть волны между внутренней поверхностью прямоугольного волновода и кольцевой канавкой выдерживается только по отношению к середине широкой стороны поперечного сечения волновода. Однако это не вызывает больших потерь, так как напряженность электрического поля в прямо-



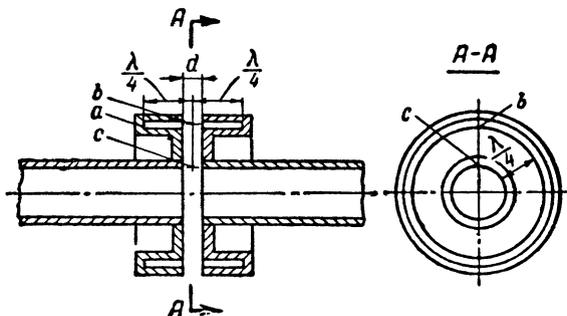
Фиг. 10.11. Неподвижное дроссельно-фланцевое соединение волноводов.

угольном волноводе уменьшается от середины к краям широкой стороны его поперечного сечения.

Во вращающемся сочленении волноводов (фиг. 10.12) дроссель, имеющийся на одном или обоих фланцах, можно представить как совокупность короткозамкнутой четвертьволновой линии в виде канавки во фланце ab , которая в b имеет бесконечно большое входное сопротивление, и разомкнутой четвертьволновой линии bc , которая это сопротивление из b трансформирует в короткое замыкание

в с. Расстояние между фланцами d не должно превышать $\lambda/10$. Это важно не только с точки зрения уменьшения потерь, но и для обеспечения широкой полосы пропускания, так как от расстояния между фланцами и ширины канавки зависит волновое сопротивление отдельных участков высокочастотного дресселя.

В связи с наличием разнородных элементов в линии передачи возникает необходимость в сочленении коаксиальной линии с волноводом и отрезков волновода с различной формой поперечного сечения.



Фиг. 10. 12. Вращающееся дрессельно-фланцевое соединение волноводов.

Рассмотрим несколько примеров такого рода соединений. В тех случаях, когда энергия из магнетрона и клистрона отводится через петлю связи, переходящую в коаксиальную линию, волновод возбуждается при помощи коаксиальной линии. Такого вида конструкции описаны в § 9 гл. VIII.

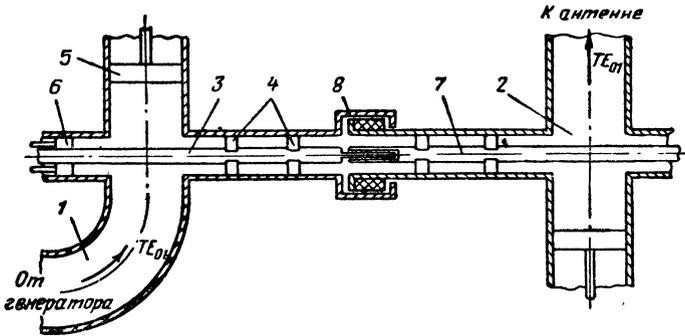
Для большинства радиолокационных антенн характерно, что они рассчитаны на вращение по азимуту, а иногда и на перемещение по углу места. Это значительно усложняет конструкцию линии передачи, так как основной частью линии сантиметровых волн является прямоугольный волновод, в котором неподвижную и подвижную секции сочленять без промежуточных элементов невозможно: в такой системе не соблюдается соответствие между внутренними поверхностями секций при их взаимном перемещении. Задача разрешается включением промежуточного отрезка коаксиальной линии или круглого волновода.

На фиг. 10. 13 показано соединение неподвижного 1 и вращающегося 2 отрезков прямоугольного волновода через коаксиальную линию 3, 7. Энергия, поступающая от генератора через волновод 1, возбуждает колебания в неподвижной секции коаксиальной линии. Внутренний провод этой секции фиксируется шайбами 4 и входит в волновод 1 в качестве приемного вибратора. Поршни 5 и 6 позволяют согласовать вибратор и волновод для максимальной отдачи энергии в линию. Между подвижной 7 и неподвижной 3 секциями коаксиальной линии имеется сочленение 8 емкостного типа. Внут-

ренный провод подвижной секции возбуждает колебания в прямоугольном волноводе 2, который соединяется с антенной.

Внутренний диаметр фиксирующих шайб меньше диаметра внутреннего провода коаксиальной линии. Это сделано для того, чтобы компенсировать уменьшение волнового сопротивления линии в месте расположения шайб, которое происходит в связи с увеличением диэлектрической проницаемости пространства между проводами на этом участке.

Во вращающихся соединениях, применяемых в наиболее коротковолновой части диапазона СВЧ, более желательно вместо коаксиальной линии использовать круглый волновод. Как известно, такие волноводы имеют минимальное сечение, если они предназна-



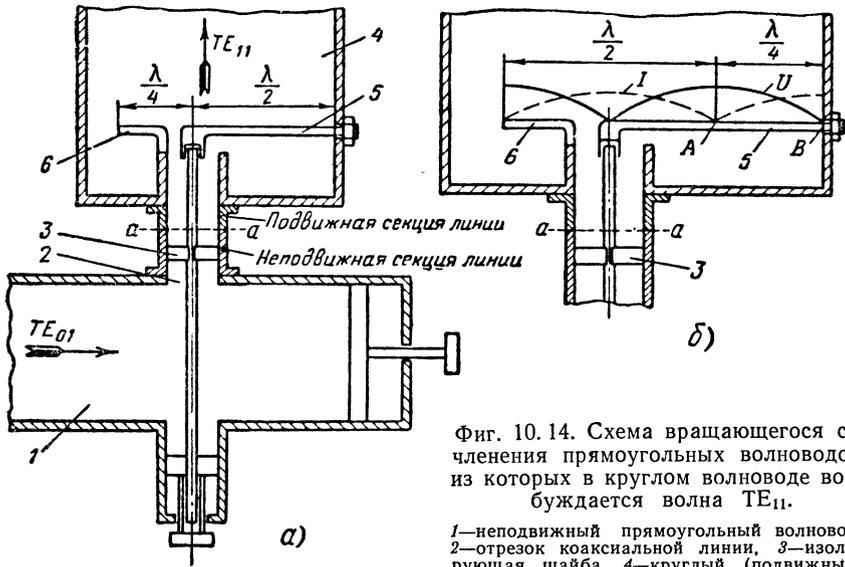
Фиг. 10.13. Вращающееся сочленение прямоугольных волноводов при помощи коаксиальной линии.

чены для распространения волны TE_{11} . Для возбуждения волн этого типа в данном случае можно использовать симметричный вибратор, расположенный параллельно силовым линиям электрического поля и вращающийся вместе с подвижной секцией волновода.

Такой принцип положен в основу конструкции, показанной на фиг. 10.14, а. Волны типа TE_{01} , распространяемые в неподвижном прямоугольном волноводе 1, возбуждают колебания в короткой коаксиальной линии 2. Взаимное расположение внутреннего и внешнего проводов этой линии фиксируется изолирующей шайбой 3. Круглый волновод 4 и прикрепленный к нему вибратор 5, 6 вращаются относительно неподвижной части соединения, расположенной с другой стороны от линии (аа). Одна часть вибратора 5, длина которой равна $\lambda/2$, имеет емкостную связь с внутренним проводом коаксиальной линии, а вторая часть вибратора 6 длиной $\lambda/4$ является продолжением внешнего провода линии. Такая конструкция позволяет вращать вибратор вместе с круглым волноводом при неподвижном внутреннем проводе питающей линии. Вибратор в описываемом сочленении можно рассматривать как полуволновый, так как, судя по фиг. 10.14, б, в точке А находятся узел тока и пучность напряжения, а это эквивалентно тому, что основная часть вибратора 6, 5 имеет длину $\lambda/2$ и изолирована от участка АВ.

Итак, прямоугольный волновод, в котором распространяется волна TE_{01} , через отрезок коаксиальной линии возбуждает полуволновый вибратор, который в свою очередь возбуждает волну TE_{11} в круглом волноводе.

В настоящее время во вращающихся соединениях сантиметровых волн в основном применяют круглые волноводы с волной TM_{01} , имеющей преимущества в осевой симметрии, которая позволяет сохранить неизменной поляризацию волны в любом положении вращающегося волновода.



Фиг. 10.14. Схема вращающегося соединения прямоугольных волноводов, из которых в круглом волноводе возбуждается волна TE_{11} .

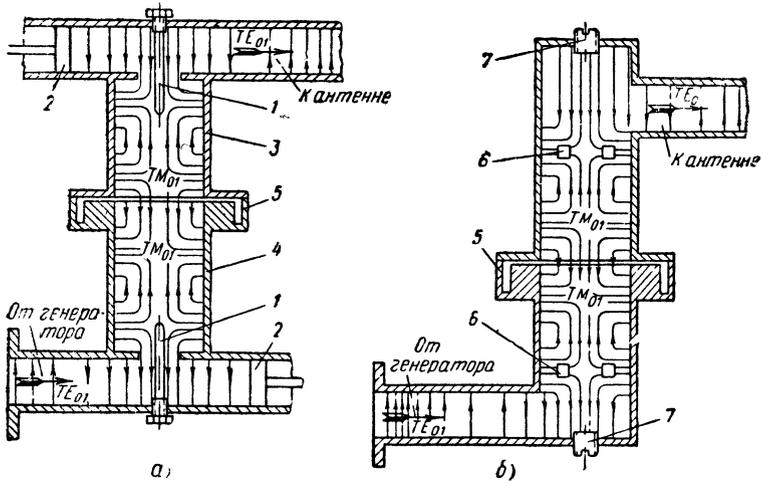
1—неподвижный прямоугольный волновод, 2—отрезок коаксиальной линии, 3—изолирующая шайба, 4—круглый (подвижный) волновод, 5, 6—вибратор для возбуждения круглого волновода.

В соединении, изображенном на фиг. 10.15, *а*, элементами перехода от прямоугольного волновода с волной TE_{01} к круглому волноводу с волной TM_{01} и наоборот служат штыри, которые расположены параллельно электрическим силовым линиям в обоих волноводах. Наиболее выгодную связь устанавливают регулированием глубины погружения штырей.

Описанные устройства для согласования прямоугольного и круглого волноводов имеют общий недостаток — ограничение мощности распространяемых волн за счет понижения пробивного напряжения на участках перехода от одного волновода к другому.

Этот недостаток устранен в соединении, изображенном на фиг. 10.15, *б*, в котором связь между волноводами происходит через отверстие. Сравнивая волны TE_{01} в прямоугольном волноводе и TM_{01} в круглом волноводе, можно заметить некоторое сходство в конфигурации полей этих волн: если круглый волновод примыкает к широкой стенке прямоугольного волновода и оси их взаимно

перпендикулярны, то продольная составляющая электрического поля волны TM_{01} оказывается параллельной силовым линиям электрического поля волны TE_{01} , а линии магнитного поля в обоих волноводах имеют форму замкнутых витков, расположенных в параллельных плоскостях. Это создает благоприятные условия для непосредственного возбуждения круглого волновода на волне TM_{01} через отверстие в широкой стенке прямоугольного волновода, в котором распространяется волна TE_{01} . В таких условиях может возникнуть волна TE_{11} (см. § 7 гл. VIII).



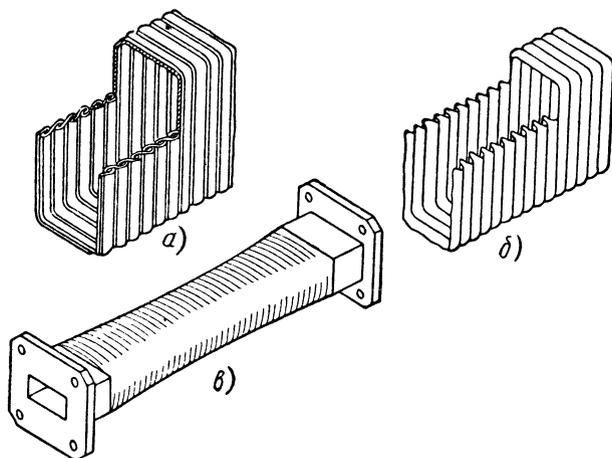
Фиг. 10.15. Схема вращающегося сочленения прямоугольных волноводов, из которых в круглом волноводе возбуждается волна TM_{01} .

1—штырь; 2—поршень для настройки; 3—вращающаяся часть круглого волновода; 4—неподвижная часть круглого волновода; 5—высококачественный дроссель, 6—резонансное кольцо, 7—подстроечный винт.

Существуют различные способы фильтрации этой волны. В данном случае для этой цели применяются резонансные кольца 6, ось которых совпадает с осью круглого волновода. Кольцо к волноводу крепят двумя радиально расположенными стержнями или диэлектрической шайбой. Резонансное кольцо не препятствует распространению волны TM_{01} в связи с тем, что линии электрического поля волны TM_{01} перпендикулярны кольцу. Вместе с тем плоскость кольца совпадает с плоскостью расположения электрического поля волны TE_{11} . Последнее концентрируется возле кольца, возникает емкостная проводимость, а за счет индуцированных на кольце зарядов появляется ток, который порождает магнитное поле и индуктивную проводимость. Подбором размеров кольца можно добиться равенства индуктивной и емкостной проводимостей для волны TE_{11} , а это означает резонансное поглощение данной волны в месте расположения кольца.

При переходе от прямоугольного волновода к круглому и наоборот возникает рассогласование системы. В связи с этим необходимо предусмотреть включение элементов согласования волноводов.

Наряду с вращающимися сочленениями в линиях передачи СВЧ применяются гибкие сочленения, которые допускают некоторое перемещение высокочастотных блоков станции, не связанных жестко между собой. Для гибкого сочленения можно использовать гибкие коаксиальные кабели или гибкие волноводы. На сантиметровых волнах преимущественно применяются последние. Некоторые наиболее употребительные типы гибких волноводов показаны на фиг. 10.16.



Фиг. 10.16. Гибкие волноводы.

а—типа металлического шланга, *б*—типа тайтфлекс, *в*—с резиновым покрытием.

Волновод типа металлического шланга (фиг. 10.16, *а*) изготовляют намоткой узкой ленты из посеребренной латуни на прямоугольную оправку с таким расчетом, чтобы витки ленты могли взаимно перемещаться при надежном контакте между ними. Это достигается загибанием краев ленты в процессе намотки и плотным прилеганием соседних витков. Неоднородность такого гибкого волновода невелика, он в основном вносит рассогласование в линию передачи лишь в месте спая с фланцами.

По мере эксплуатации волновода ухудшается контакт между витками ленты, в результате чего увеличивается затухание и возникает искрение. Волноводы типа металлического шланга сильно подвержены коррозии и не могут применяться в герметизированных антеннах.

Эти недостатки в известной мере устранены в волноводе, названном по фабричной марке «тайтфлекс» (см. фиг. 10.16, *б*), который отличается от предыдущего тем, что изготовлен из более узкой ленты, наматываемой на оправку без загибания краев, и с незна-

чительным перекрытием витков. Электрический контакт между витками достигается пайкой соприкасающихся поверхностей. Благодаря такой конструкции волновод типа тайтфлекс допускает герметизацию и отличается большей гибкостью, чем волновод типа металлического шланга. Основной недостаток волновода тайтфлекс в том, что его нельзя скручивать, а можно только сжимать или растягивать в осевом направлении.

Качество описанных гибких волноводов значительно улучшается при наличии резинового покрытия (фиг. 10.16, в). Резина наплавляется между витками ленты, уменьшая этим гибкость волновода, но так как покрытие способствует сохранению контакта, то срок службы волновода благодаря покрытию увеличивается. Резиновое покрытие предохраняет волновод от коррозии и дает возможность использовать в герметизированных линиях передачи волновод не только типа тайтфлекс, но и типа металлического шланга.

Коэффициент стоячей волны на участке гибкого волновода может быть доведен до величины, меньшей 1,1.

§ 3. ПОВОРОТЫ, ИЗГИБЫ, СКРУЧИВАНИЕ И РАЗВЕТВЛЕНИЕ ВОЛНОВОДОВ

Для изменения направления электромагнитных волн в волноводные соединения вводят элементы поворотов, изгибов и разветвлений. Скручивание волноводов производится в том случае, когда требуется изменить поляризацию волны, не изменяя ее направления.

При осуществлении такого рода устройств руководствуются следующими требованиями:

рассогласование волноводной системы на участках изменения направления и поляризации волны должно быть сведено до минимума;

полоса пропускания линии передачи не должна дополнительно уменьшаться на участках изгибов, поворотов и разветвлений волноводов;

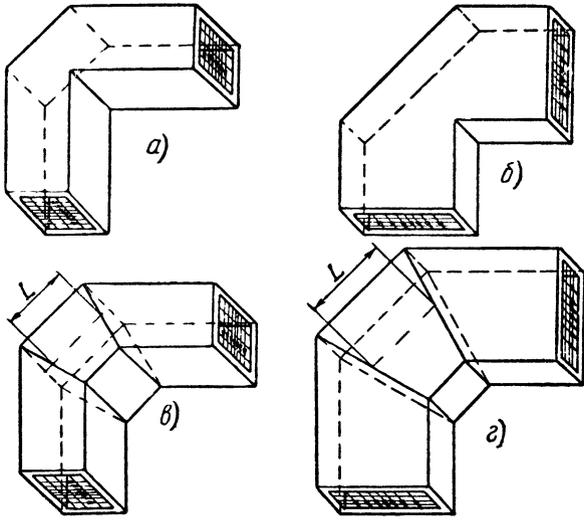
необходимо исключить уменьшение пробивного напряжения волновода за счет поворотных участков.

Так как в линиях передачи круглые волноводы обычно выполняют вспомогательную роль и имеют малую длину, то вопрос о поворотах, изгибах, скручиваниях и разветвлениях представляет практический интерес только в применении к прямоугольным волноводам, возбуждаемым на волне TE_{01} .

Волновод можно повернуть на 90° при помощи одноуголкового (фиг. 10.17, а, б) или двухуголкового (фиг. 10.17, в, г) соединения. Эти повороты совершаются по широкой (в плоскости электрического поля E) или по узкой (в плоскости магнитного поля H) стороне волновода.

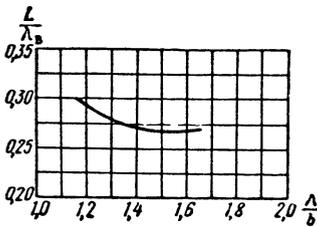
В одноуголковом соединении уголок можно представить как отражатель, изменяющий направление падающих на него волн на угол 90° , благодаря чему облегчается возбуждение волновода за

поворотным участком. Для того чтобы обеспечить согласование, не выходя за пределы допустимого $k_{с.в}$ (не больше 1,1), необходимо придерживаться оптимальных размеров угольника, которые установлены опытным путем.



Фиг. 10.17. Поворот волновода на 90° с помощью: а, б—одноугольного соединения типов *E* и *H*; в, г—двухугольного соединения типов *E* и *H*.

В двухугольных соединениях поворот соответствующих сторон волновода совершается дважды на угол 45°. Отражения, возникающие при одном повороте, компенсируются при последующем повороте. Для этого размер L , как установлено из опыта, точно равен четверти волноводной длины волны при повороте в плоскости *E* и несколько отличается от этой величины (согласно кривой фиг. 10.18) при повороте в плоскости *H*. За счет такого соединения $k_{с.в}$ не превышает 1,05. На практике встречаются конструкции волноводов с углом поворота, не равным 90°.



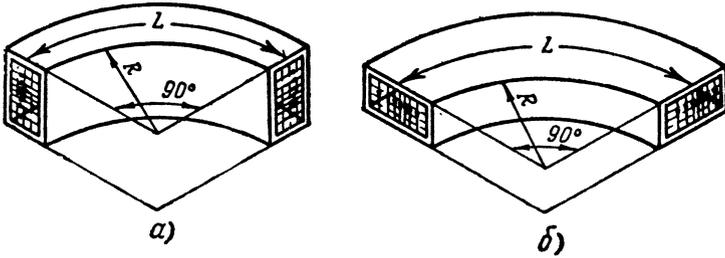
Фиг. 10.18. Зависимость размера L (выраженного через длину волны в волноводе) уголкового соединения от отношения длины волны к размеру b волновода.

Коэффициент стоячей волны меньше повышается при отклонении от оптимальных размеров двухугольных соединений, чем одноугольных. Это позволяет выбрать размеры двухугольных соединений такими, чтобы уменьшить вероятность пробоя и увеличить допуски на точность изготовления. Особенно вероятен пробой в одноугольном соединении, сделанном в

плоскости E , так как в уголке уменьшается размер a поперечного сечения волновода.

Изгибы волновода, так же как и уголковые повороты, можно производить в плоскости электрического поля E (фиг. 10.19, *a*) или в плоскости магнитного поля H (фиг. 10.19, *б*).

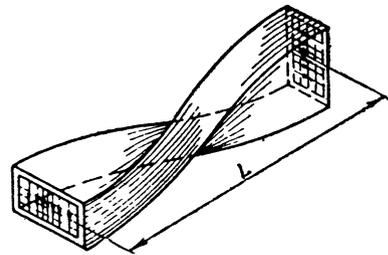
Изогнутая часть волновода имеет волновое сопротивление, отличное от волнового сопротивления прямого волновода. Поэтому



Фиг. 10.19. Изгибы волновода.
a—в плоскости E , *б*—в плоскости H .

при изгибе волновода возникают отражения, которые тем больше, чем меньше внутренний радиус кривизны R . Достаточно этот радиус сделать большим длины волны в волноводе, чтобы $k_{с.в}$ был меньше 1,05. С другой стороны, в целях уменьшения размеров линии передачи радиус кривизны изгиба стремятся сократить до минимума. Целесообразно среднюю длину L изогнутой части волновода устанавливать кратной $\lambda_{в}/2$, имея в виду согласующие свойства полуволновой линии. При плавном изгибе волновода можно добиться меньших отражений, чем в уголковых соединениях.

Кручение волновода (фиг. 10.20) производится вдоль его оси. Для того чтобы $k_{с.в}$, обусловленный кручением волновода на 90° , не превышал 1,1, длина крученого участка должна быть не менее $(2 \div 3)\lambda_{в}$.



Фиг. 10.20. Кручение волновода на 90° .

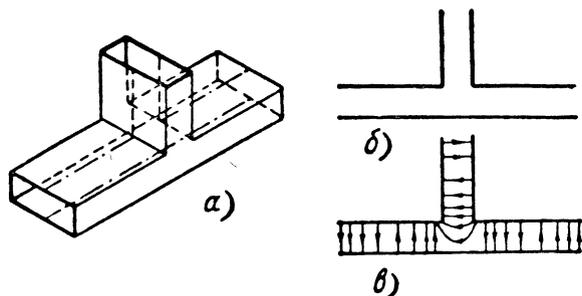
Размер L , как в предыдущем случае, целесообразно устанавливать кратным половине волноводной длины волны.

Для кручения или изгиба волновод заполняют легкоплавким веществом, затем зажимают его в тисках и поворачивают на требуемый угол, после чего удаляют внутреннее наполнение. Точность профиля волновода на изогнутом или крученом участке влияет на $k_{с.в}$ и полосу пропускания в этой части волновода.

Ответвления волноводов (фиг. 10.21, 10.22) образуются при подключении к основному волноводу отрезка дополнительного волновода, имеющего такое же поперечное сечение, как основной. По

начертанию подобное соединение образует букву Т, а поэтому называется Т-образным. Различают Т-образные соединения типов *E* и *H* в зависимости от того, в какой плоскости (электрической или магнитной) сделано ответвление.

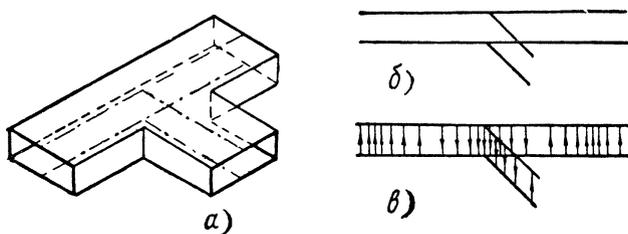
Если мысленно представить положение мнимой двухпроводной линии (штрих-пунктирные линии на фиг. 10.21, 10.22), являю-



Фиг. 10.21. Т-образное ответвление типа *E*.

a—конструкция, *б*—эквивалентная схема, *в*—распределение силовых линий электрического поля в ответвлении.

щейся исходной для образования волноводов, то станет очевидным, что соединение типа *E* эквивалентно последовательному включению (фиг. 10.21, *б*), а типа *H* — параллельному включению соединяемых волноводов (фиг. 10.22, *б*). В соответствии с этим в соединении



Фиг. 10.22. Т-образное ответвление типа *H*.

a—конструкция, *б*—эквивалентная схема, *в*—распределение силовых линий электрического поля в ответвлении.

типа *E* электрическое поле под влиянием ответвления изменяет фазу на обратную (фиг. 10.21, *в*), а в соединении типа *H* фаза электрического поля при переходе через ответвления не изменяется (фиг. 10.22, *в*).

Ответвления в волноводе нашли широкое практическое применение: они не только дают возможность отвести часть передаваемой мощности от главного волновода в дополнительные цепи, но позволяют осуществить ряд специальных измерительных схем, а также могут быть использованы для согласования волноводной системы.

Так, например, при коротком замыкании дополнительного волновода поршнем, удаленным на расстояние $\lambda_{\text{в}}/2$ от главного волновода, соединение типа *E* обеспечивает беспрепятственное распространение энергии по основному волноводу, а соединение типа *H* накоротко замыкает главный волновод в месте ответвления. Если же длина ответвления не кратна $\lambda_{\text{в}}/4$, то дополнительный отрезок волновода эквивалентен реактивному сопротивлению, которое включается последовательно или параллельно относительно основного волновода. Следовательно, подбором длины ответвления, т. е. перемещением поршня, можно произвести согласование линии передачи.

§ 4. АНТЕННЫЕ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛИ

Назначение и принцип действия

Антенными переключателями называются устройства, предназначенные для автоматического переключения антенны с выхода передатчика к входу приемника и обратно.

Такие переключатели обычно применяются в радиолокационных станциях, работающих по импульсному методу, в которых процесс передачи и приема не происходит одновременно, а следовательно, можно использовать одну и ту же антенну в качестве передающей и приемной. В результате получается экономия в одной антенне и в механизме для синхронного вращения двух антенн при поиске объекта. Кроме того, значительно упрощаются конструкция и эксплуатация станции.

К антенным переключателям предъявляются следующие требования:

1. Во время передачи высокочастотный импульс генератора должен с минимальными потерями поступать в антенну и не просачиваться на вход приемника. Последнее необходимо для защиты приемника от повреждения и устранения потерь излучаемой мощности.

Современные радиолокационные станции средней мощности имеют импульсную мощность порядка 100 кВт, а для нормальной работы приемника на вход его должно быть подано не более нескольких десятков ватт при ламповом смесителе ($\lambda > 10$ см) и не более 100 мвт при полупроводниковом смесителе ($\lambda < 10$ см).

Следовательно, переключатель на входе приемника должен вносить очень большое затухание для импульса передатчика, которое превышает

$$10 \lg \frac{100 \cdot 10^3}{10} = 10 \lg 10^4 = 40 \text{ дб}$$

при ламповом смесителе и

$$10 \lg \frac{100 \cdot 10^3}{0,1} = 60 \text{ дб}$$

при полупроводниковом.

2. Время срабатывания переключателя при переходе на передачу должно быть достаточно малым, чтобы не вызвать сокращения срока службы или выхода из строя смесителя. Полупроводниковые смесители чувствительны даже к весьма кратковременным импульсам высокочастотного тока, а поэтому на волнах длиной $\lambda < 10$ см переключатель должен срабатывать не позднее чем через 0,01 мксек после появления импульса генератора.

3. При переходе на прием отраженный импульс не должен поглощаться в цепях передатчика, а с минимальными потерями поступать на вход приемника.

4. Для того чтобы обеспечить нормальный прием импульсов, отраженных от ближайших объектов, время перехода переключателя с передачи на прием не должно превышать нескольких микросекунд.

5. Линия передачи должна быть согласована с передатчиком во время передачи и с приемником — во время приема с учетом имеющегося антенного переключателя.

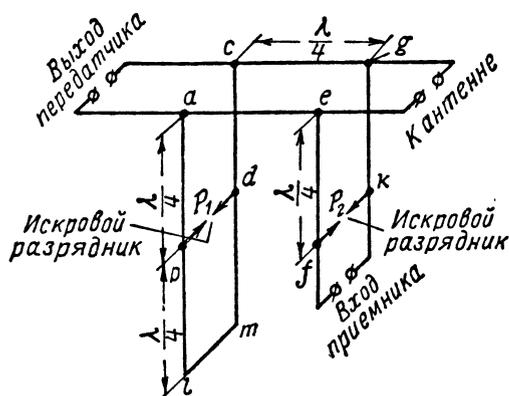
6. Срок службы переключателя должен быть по возможности большим (не меньше 900—1000 час.).

Основным элементом современных антенных переключателей является искровой разрядник. Под влиянием мощного высокочастотного импульса передатчика возникает ионизация газа между электродами разрядника, переходящая в дуговой разряд. По окончании импульса передатчика происходит деионизация газа и восстанавливается исходное разомкнутое состояние искрового промежутка. Идеальным был бы такой искровой разрядник, сопротивление которого при передаче было равно нулю, а во время приема — бесконечно велико при условии мгновенного перехода разрядника из одного состояния в другое.

Кроме разрядников, антенные переключатели содержат Т-образные ответвления от основного фидера или мостовые схемы.

На фиг. 10.23 показана широко распространенная схема антенного переключателя с двумя разрядниками, из которых один (P_1) образует переключатель блокировки передатчика, а другой (P_2) — переключатель защиты приемника. Оба переключателя находятся в Т-образных ответвлениях от основной линии передачи, соединяющей передатчик с антенной.

При идеальных разрядниках схема полностью удовлетворяет поставленным требованиям. В момент появления импульса пере-



Фиг. 10.23. Принципиальная схема антенного переключателя.

датчика разрядники мгновенно пробиваются до полного короткого замыкания между точками $b-d$ и $f-k$, которое через четвертьволновые отрезки трансформируется в бесконечно большое сопротивление между точками ac и eg . Благодаря этому энергия от передатчика беспрепятственно движется к антенне, не поступая в ответвления.

По окончании импульса передатчика разрядники мгновенно размыкаются, в результате чего короткое замыкание из $l-m$ через полуволновую линию передается в точки $a-c$, откуда через четвертьволновую линию трансформируется в бесконечно большое сопротивление между точками $e-g$. Таким образом, та часть схемы, которая обращена от сечения $e-g$ к передатчику, оказывается изолированной от антенны, и поступающая из нее энергия отраженных импульсов направляется в форме бегущих волн к приемнику.

Разрядники блокировки передатчика и защиты приемника можно также включать в ответвления, соединенные последовательно с основным фидером, но для этого разрядники должны быть удалены от него на расстояние $\lambda/2$.

Повышение эффективности антенных переключателей

Действительные условия работы схемы отличаются от описанных по следующим признакам.

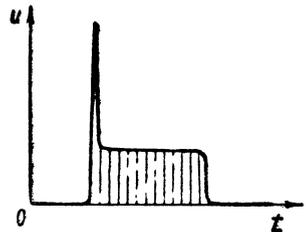
Напряжение на реальном разряднике и его сопротивление во время передачи не равны нулю. В момент появления импульса передатчика на разряднике возникает пик напряжения (фиг. 10.24), обеспечивающий его пробой, после чего до конца импульса устанавливается напряжение дугового разряда с постоянной амплитудой, превышающей 100 в.

Это, во-первых, вызывает просачивание мощности от разрядника fk (см. фиг. 10.23) к приемнику. Так как приемник согласован с линией на данном участке, то просачиваемая мощность определяется по формуле

$$P_{\text{пр}} = \frac{U_p^2}{\rho},$$

где U_p — напряжение на разряднике;
 ρ — волновое сопротивление линии.

Наиболее опасной для кристаллического смесителя является энергия, просачиваемая в приемник во время начального пика. Эта энергия может вызвать не только ухудшение работы, которое выражается в уменьшении отношения $\frac{\text{сигнал}}{\text{шум}}$, но и выгорание кристалла.



Фиг. 10.24. График изменения напряжения между электродами искрового разрядника.

Во-вторых, в связи с тем, что сопротивление пробитых разрядников не равно нулю ($R_p \approx 30 \div 50 \text{ ом}$), входное сопротивление отвлений в ac и eg не бесконечно велико, а имеет конечную величину

$$R_{\text{вх}} = \frac{p^2}{R_p}.$$

Следовательно, Т-образные ответвления шунтируют основную линию, и энергия, возбуждаемая передатчиком, частично теряется в Т-образных ответвлениях на развитие и поддержание разряда в искровых промежутках.

Для восстановления исходного состояния разрядника в искровом промежутке должна произойти деионизация молекул и из него должны удалиться свободные электроны. Этот процесс длится десятки микросекунд, в течение которых невозможен прием импульсов, отраженных от ближайших к радиолокатору объектов.

Для устранения недостатков простейшего антенного переключателя его помещают в баллон, наполненный смесью водорода или аргона с парами воды при пониженном давлении порядка 5—30 мм рт. ст. Такое наполнение способствует понижению пробивного (пикового) и рабочего напряжений на разряднике. Кроме того, наличие паров воды создает условия для захвата электронов из искрового промежутка нейтральными молекулами пара, благодаря чему уменьшается время восстановления разрядника до единиц микросекунд.

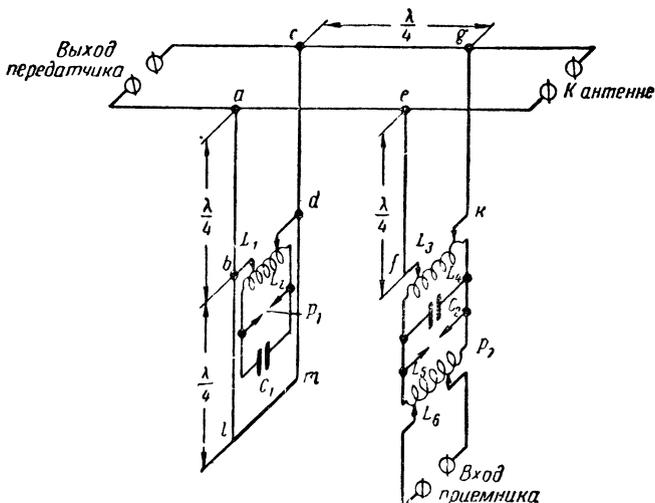
В разрядник переключателя приемника вводят электрод вспомогательного поджига, на который подают постоянное отрицательное напряжение от источника э. д. с. 750—1000 в через балластное сопротивление 4—6 Мом. Благодаря электроду вспомогательного поджига образуется тлеющий разряд с током 100—200 мка, который создает резерв свободных электронов в искровом промежутке. За счет этих электронов ускоряется разряд между основными электродами и сокращается длительность пика просачивающейся мощности до $0,5 \cdot 10^{-9} \div 10^{-8}$ сек. Полярность напряжения на электроде вспомогательного поджига выбрана отрицательной для отталкивания электронов от электрода вспомогательного поджига и концентрации их в искровом промежутке разрядника.

Кроме того, в антенный переключатель вводят резонансный трансформатор, как показано на эквивалентной схеме (фиг. 10.25). В переключателе блокировки передатчика имеется только один трансформатор — повышающий, первичная обмотка которого L_1 включается в ответвление, а вторичная цепь состоит из контура L_2C_1 и электродов разрядника P_1 .

В переключателе защиты приемника имеются как повышающий трансформатор с первичной обмоткой L_3 , вторичной цепью в виде контура $L_4L_5C_2$ и разрядника P_2 , так и понижающий трансформатор, первичной цепью которого служит тот же контур $L_4L_5C_2$, а вторичная обмотка L_6 включается в начале участка линии, ведущей к приемнику. Если контуры L_2C_1 и $L_4L_5C_2$ имеют высокую доброт-

ность и настроены в резонанс на несущую частоту импульса, то они практически не создают дополнительных потерь энергии отраженного импульса за счет колебаний в контурах. При этом условия контур L_2C_1 передатчика не шунтирует ответвления al , ct , а контур $L_4L_5C_2$ действует как промежуточный между ответвлением $efgk$ и входом приемника, т. е. наличие резонансных трансформаторов не нарушает нормальных условий приема.

Вместе с тем резонансные трансформаторы значительно улучшают работу антенного переключателя во время передачи.



Фиг. 10. 25. Схема антенного переключателя, содержащего резонансные трансформаторы.

Благодаря повышающим трансформаторам разрядники пробиваются при более низких напряжениях импульса передатчика, и процесс разряда развивается быстрее (увеличивается скорость нарастания напряжения на разряднике), в результате чего уменьшается энергия пика, просачивающаяся на вход приемника.

Благодаря понижающему трансформатору напряжение на входе приемника оказывается меньше, чем на электродах разрядника; это также способствует уменьшению мощности, просачивающейся в приемник во время работы передатчика.

При выборе коэффициентов трансформации разрядника приемника руководствуются стремлением к увеличению мощности на входе приемника во время приема отраженных сигналов и к уменьшению мощности, просачивающейся в приемный фидер во время передачи.

С точки зрения эффективности приема отраженных сигналов выгодно уменьшать собственные потери (r_k) в контуре резонатора, т. е. увеличивать его добротность Q и увеличивать вносимое сопротивление $r_{вн}$, т. е. увеличивать связь контура резонатора с фидером приемника путем уменьшения коэффициента трансформации n_2 .

С другой стороны, мощность $P_{пр}$, просачивающаяся в цепь приемника во время генерирования импульса передатчика, тем меньше, чем больше коэффициент трансформации понижающего трансформатора. Это видно из формулы

$$P_{пр} = \frac{U_{пр}^2}{R_{пр}} = \frac{U_p^2}{n_2^2 R_{пр}},$$

где $R_{пр}$ — входное сопротивление фидера приемника.

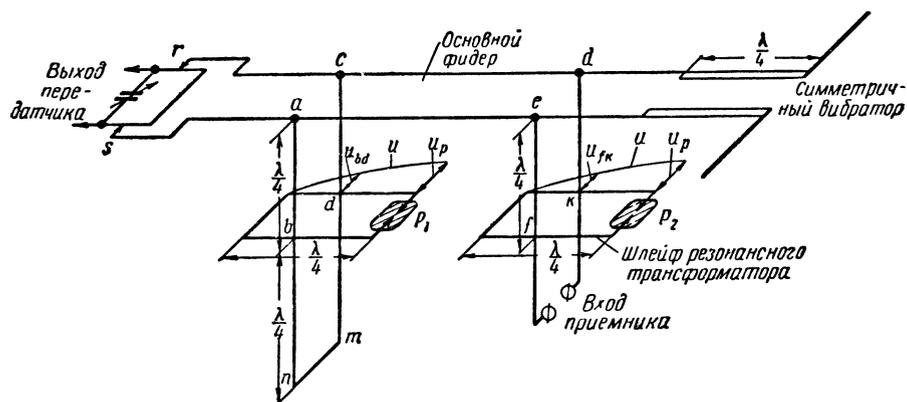
Таким образом, следует устанавливать промежуточное значение коэффициента трансформации n_2 .

После того как определено значение n_2 , подбирают коэффициент трансформации n_1 с целью согласования Т-образного ответвления и фидера приемника.

Конструкции антенных переключателей

Конструктивные особенности антенных переключателей в основном определяются характером линии передачи и резонансного трансформатора.

Антенные переключатели с ответвлениями в двухпроводных линиях. На фиг. 10. 26 показана схема включения антенного переключателя



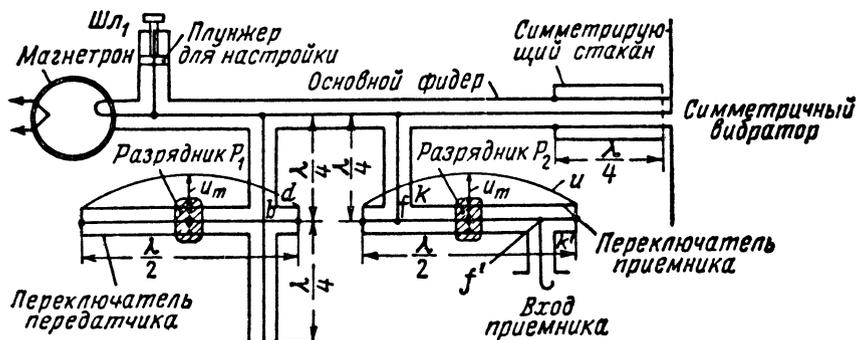
Фиг. 10. 26. Схема включения антенного переключателя в двухпроводной фидер.

чателя в двухпроводный фидер. В качестве резонансного трансформатора используется четвертьволновый шлейф, который с одного конца замкнут накоротко, а с другого соединяется с электродами разрядника (P_1 , P_2). В промежуточных точках bd (fk) шлейф подключается к ответвлению от основного фидера.

Так как шлейф имеет длину $\lambda/4$, то индуктивная проводимость короткозамкнутой части шлейфа полностью компенсируется емкостной проводимостью его разомкнутой части, и входное сопротивление такого шлейфа между bd (fk) при непробитом разряднике бесконечно велико. Следовательно, шлейфы не шунтируют линии

в bd и fk во время приема и не вызывают дополнительных потерь энергии отраженных импульсов.

Во время передачи те же шлейфы действуют как повышающие трансформаторы напряжения, передаваемого из основной линии в ответвления. Коэффициент трансформации шлейфов характеризуется отношением напряжения на разряднике U_p к напряжению между точками bd (fk) — U_{bd} (U_{fk}). Шлейф переключателя приемника является одновременно понижающим трансформатором с обратным коэффициентом трансформации от разрядника P_2 к сечению шлейфа fk .



Фиг. 10.27. Схема включения антенного переключателя в коаксиальную линию.

В данной схеме согласование фидера с передатчиком осуществляется подбором точек rs на линии, являющейся элементом нагрузки выходного генератора. Цель согласования — создать для генератора нагрузку в виде активного сопротивления, соответствующего наиболее выгодному режиму генератора. Реактивная составляющая сопротивления нагрузки компенсируется конденсатором переменной емкости. Фидер с антенной (симметричным вибратором) согласуют при помощи четвертьволнового трансформатора.

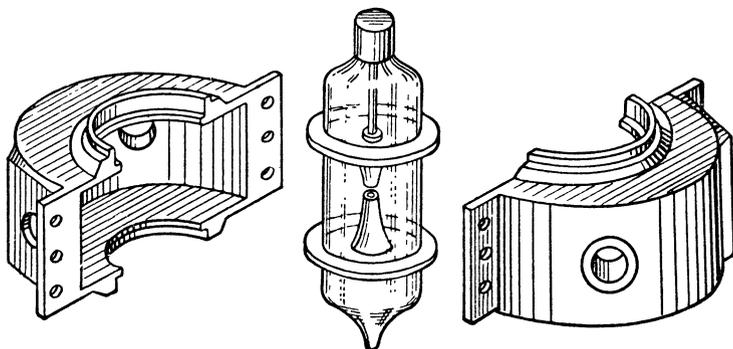
В схеме антенного переключателя, включенного в коаксиальную линию (фиг. 10.27), в качестве резонансного трансформатора применяется короткозамкнутая с обоих концов полуволновая линия, в середине которой включен разрядник, а в промежуточных точках — отрезки коаксиальных линий, идущие от Т-образного соединения и приемника (последняя — только в переключателе приемника).

Напряжение, как и входное сопротивление полуволнового резонатора, равно нулю по краям и максимально в середине. Сечения bd , fk , $f'k'$, в которых подключаются коаксиальные линии к резонаторам, выбирают так, чтобы волновое сопротивление линии было равно входному сопротивлению резонатора, и тогда прием происходит наиболее эффективно. При переходе на передачу резонаторы действуют как повышающие трансформаторы на участках: bd —

разрядник P_1 ; fk — разрядник P_2 и как понижающий трансформатор — от разрядника P_2 до $f'k'$ в направлении к приемнику.

В данной схеме согласование фидера с магнетроном производится короткозамкнутым шлейфом Ш₁ и для перехода от коаксиального фидера к симметричной антенне используется симметрирующий стакан.

Разрядники антенных переключателей сантиметровых волн. В переключателях сантиметровых волн функции резонансного трансформатора преимущественно выполняют объемные резонаторы. Такие переключатели различаются по взаимному расположению разрядной лампы и резонатора (с внешним или внутренним



Фиг. 10.28. Разрядник с внешним резонатором.

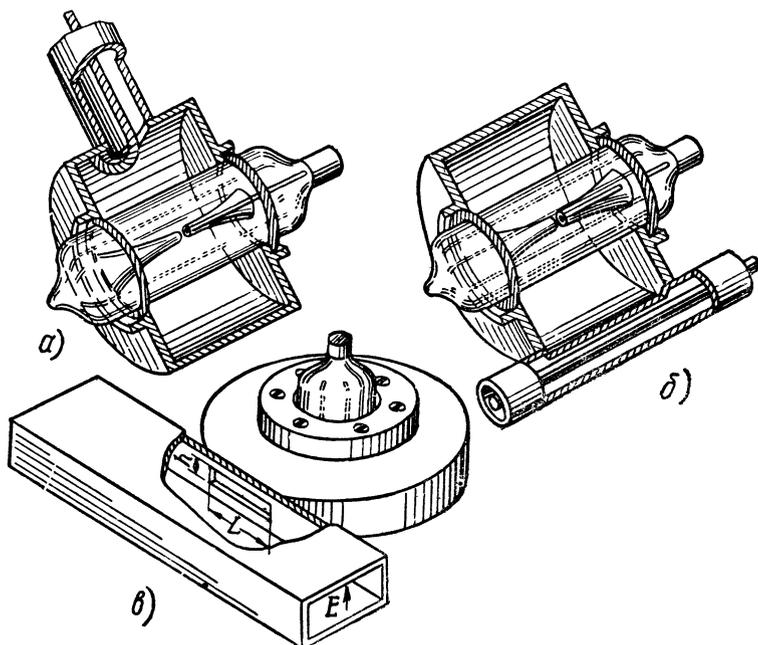
резонатором) и по возможности настройки резонатора — с настраиваемым резонатором высокой добротности или ненастраиваемым широкополосным резонатором.

Разрядник с внешним резонатором (фиг. 10.28) состоит из разрядной лампы и съемного резонатора. Разрядная лампа представляет собой стеклянный баллон, в котором смонтированы два полых конусообразных электрода с дисковыми выводами и электрод вспомогательного поджига, расположенный внутри одного из основных электродов. Объемный резонатор состоит из двух полуколец, которые примыкают своей плоской частью к дисковым выводам и вместе с ними образуют цилиндрическую полость. Электрод поджига имеет отдельный вывод. К нему подводится отрицательное напряжение относительно заземленных электродов разрядника резонатора.

Связь резонатора с ответвлением линии передачи осуществляется при помощи петли связи или щели. Разрядники переключателя передатчика содержат один элемент связи, а в переключателе приемника имеются два элемента. На фиг. 10.29 показаны виды соединений коаксиальных линий с внешним резонатором. Коэффициент трансформации резонатора тем больше, чем слабее связь фидера с резонатором, т. е. чем меньше площадь витка связи и щели.

Во время приема объемный резонатор настроен в резонанс. Если используется резонатор тороидального типа, как показано

на фиг. 10.29, то в нем возбуждаются колебания, близкие по типу к TM_{01} , для которых характерно расположение силовых линий электрического поля параллельно образующим с максимумом напряженности вдоль оси резонатора (в данном случае у электродов разрядника). Линии магнитного поля имеют форму концентрических окружностей, охватывающих электрические силовые линии. Очевидно, что в разных точках резонатора отношение E/H , а следова-



Фиг. 10.29. Способы возбуждения резонатора разрядника.

а—через петлю связи, б—через щель в коаксиальной линии, в—через щель в волноводе.

тельно, и входное сопротивление различны. Петли связи или щели располагаются в области относительно слабого электрического поля и интенсивного магнитного, а искровой разрядник, как было сказано, находится в электрическом поле максимальной напряженности при весьма слабом магнитном поле.

Таким образом, создается повышающий трансформатор от элемента связи с Т-образным соединением к искровому разряднику и понижающий трансформатор от разрядника к элементу связи с приемником.

Вследствие высокой добротности ненагруженного объемного резонатора потери энергии отраженных сигналов в резонаторе весьма незначительны, а это и требуется для эффективного приема.

Во время передачи происходит пробой разрядника, который сопровождается резким уменьшением его сопротивления. Благо-

даря трансформирующим свойствам резонатора в месте расположения щели или петли связи создается еще меньшее сопротивление, эквивалентное короткому замыканию. Отсюда можно сделать вывод, что расстояния в схемах переключателей с объемными резонаторами (например, см. фиг. 10.29) следует отсчитывать относительно места расположения элементов связи, а не электродов разрядника.

Обычно резонатор настраивают специальными винтами, которые вводят в резонатор для изменения его объема и структуры поля, или нажимными винтами, которые давлением на гибкую диафрагму с укрепленным на ней электродом вызывают изменение емкости между электродами. Настройку, произведенную первым способом, называют индуктивной, а вторым — емкостной.

Узкополосные настраиваемые разрядники не позволяют без подстройки обеспечить прием сигналов, значительно отличающихся по частоте, например сигналов маяка и локатора. Они также весьма чувствительны к отклонению частоты магнетронного генератора.

Широкополосные ненастраиваемые разрядники не обладают этими недостатками, но узкополосные создают меньше потерь для принимаемых сигналов в пределах полосы пропускания.

Наряду с разрядниками, имеющими внешний резонатор, применяют разрядники, электроды которых смонтированы внутри резонатора с газовым наполнением. На фиг. 10.30 показан подобный разрядник с внутренним резонатором типа 1В24. В нем подстройку производят изменением емкости между электродами при помощи нажимного винта. Элементы связи оформлены в виде окон, прорезанных в теле резонатора и закрытых впаянными в них стеклянными дисками. Такая конструкция обеспечивает необходимую герметизацию.

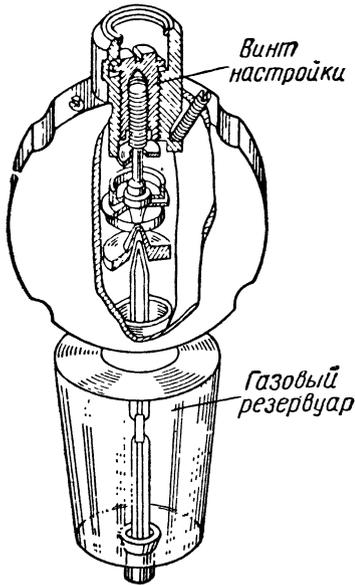
Переход от разрядника с внешним резонатором к разрядникам с внутренним резонатором связан с усложнением и удорожанием конструкции. Тем не менее, на волнах меньше 3 см применяют разрядники исключительно с внутренним резонатором, а на волнах с $\lambda=3\div 5$ см используют обе разновидности разрядников. Это объясняется тем, что по мере увеличения частоты все более сказываются недостатки, характерные для разрядников с внешним резонатором: чрезмерные потери в стекле, находящемся в поле резонатора, крайне ограниченный диапазон подстройки и малый срок службы.

Конструкция разрядника с внутренним резонатором позволяет увеличить диапазон подстройки до 10—15%. Потери в стекле уменьшаются благодаря тому, что стекло находится вне поля резонатора. Наконец, срок службы разрядника увеличивают при помощи газового резервуара, который восполняет убыль газа, поглощаемого электродами в процессе эксплуатации.

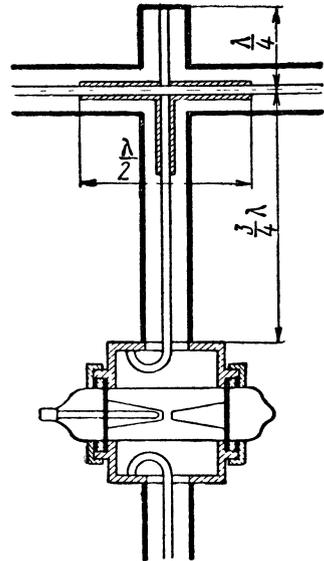
На фиг. 10.31 показано включение разрядников с объемными резонаторами в коаксиальные линии. Из конструктивных соображений длина ответвлений от основного фидера до резонатора взята

равной $\frac{3}{4}\lambda$ (а не $\frac{\lambda}{4}$, как обычно) и в коаксиальные фидеры введены широкополосные металлические изоляторы. Это, очевидно, не противоречит схеме, показанной на фиг. 10.25.

Антенные переключатели с ответвлениями в волноводах. В большинстве случаев разрядники с объемными резонаторами работают в сочетании с волноводными линиями передачи. Если щель или петля связи примыкает к узкой стенке волновода, то это эквива-



Фиг. 10.30. Разрядник с внутренним резонатором типа 1B24.

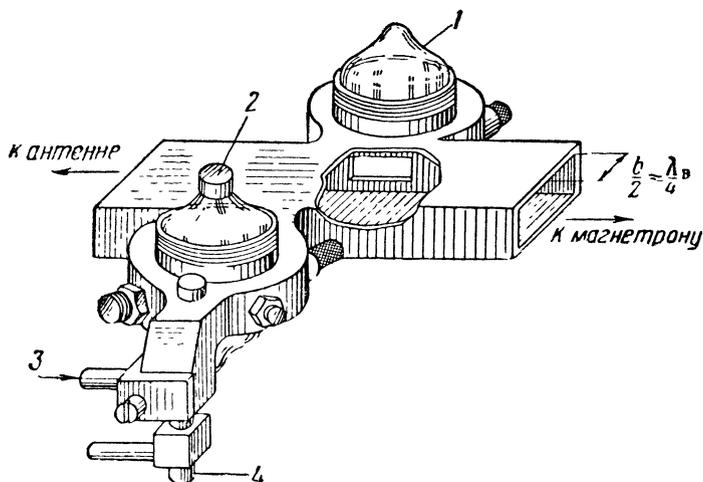


Фиг. 10.31. Включение разрядников с объемными резонаторами в коаксиальную линию.

лентно параллельному включению разрядника в волновод (соединение типа *H*), а если элемент связи резонатора расположен со стороны широкой стенки волновода, то такое соединение рассматривается как последовательное (типа *E*). Следует также иметь в виду, что при включении разрядника с узкой стороны волновода расстояние между волноводом и разрядником отсчитывается от середины широкой стенки волновода (см. фиг. 10.22). Поэтому рекомендуется в схеме переключателя, соответствующей фиг. 10.23, щель или петлю связи ответвления располагать непосредственно в плоскости узкой стенки волновода, поскольку $\frac{b}{2} = \frac{\lambda_{в}}{4}$. Такая кон-

струкция показана на фиг. 10.32, где 1 — разрядник блокировки передатчика, а 2 — разрядник защиты приемника, через который энергия отраженных сигналов совместно с колебаниями от клистронного гетеродина 3 поступает в полупроводниковый смеситель 4.

Во многих современных радиолокационных станциях для борьбы с помехами предусматривается изменение несущей частоты. Антенные переключатели таких станций должны быть широкополосными, а для этого полоса пропускания разрядников должна быть большой. На фиг. 10.33, *a* схематично показан антенный переключатель, содержащий широкополосные разрядники. К узкой стенке основного волновода 1 примыкает четвертьволновый короткозамкнутый отрезок волновода с разрядником блокировки передатчика 2, а от широкой стенки того же волновода ответвляется



Фиг. 10.32. Схема антенного переключателя, включенного в волноводную линию.

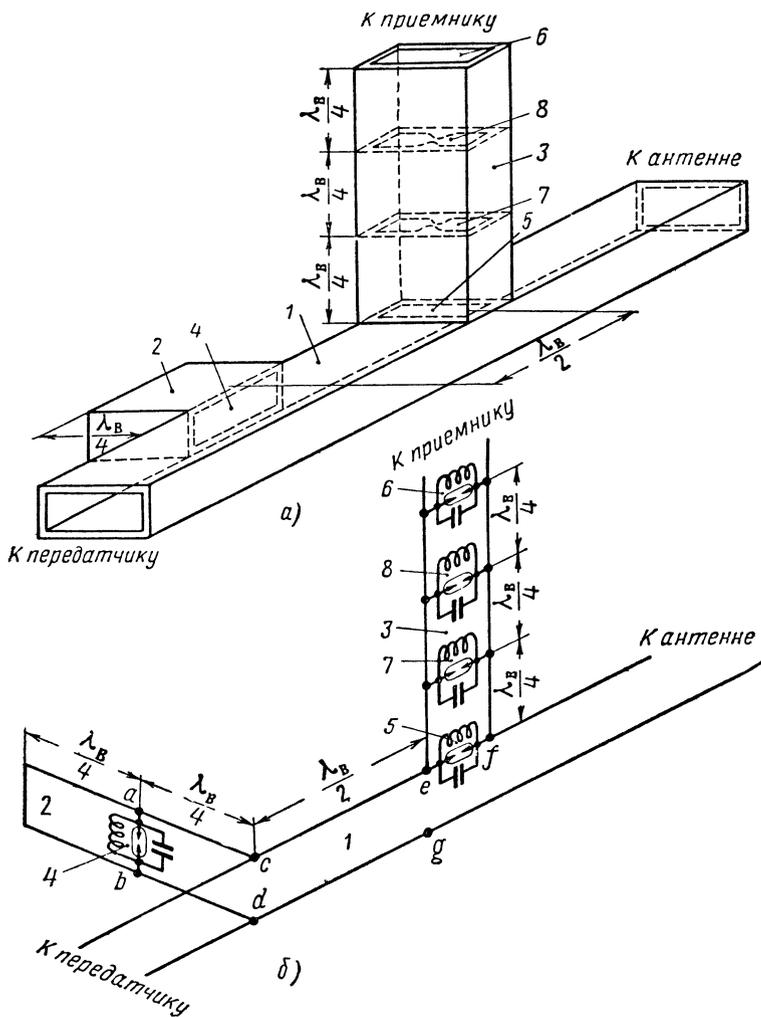
разрядник защиты приемника 3. Связь между разрядниками и волноводом осуществляется через щели 4, 5, прорезанные в стенках волновода.

Разрядник защиты приемника, кроме входной щели 5, имеет выходную щель 6, обращенную к приемнику. Для герметизации внутренней полости резонаторов все щели разрядников запаиваются стеклом или другим высококачественным диэлектриком. Обычно резонаторы наполняются аргоном.

Между щелями 5, 6 находятся два резонансных элемента 7, 8, каждый из которых, как и щели, настроен в резонанс на среднюю частоту f_0 полосы пропускания. Щели связи имеют прямоугольную форму с закругленными углами и подобно диафрагме, показанной на фиг. 8.18, *e* отличаются равенством индуктивной и емкостной проводимостей. Элементы 7, 8 имеют иную конфигурацию: в середине широкой стороны они сужаются для ускорения разряда, но в этих элементах соблюдается равенство индуктивной и емкостной проводимостей на частоте f_0 .

В соответствии с расположением относительно узкой и широкой стенок главного волновода (см. фиг. 10.33, *a*) разрядник 2 показан

в эквивалентной схеме включенным параллельно, а разрядник $З$ — последовательно с основной линией 1 (см. фиг. 10.33, б). Все резонансные элементы заменены параллельными контурами, причем контур, эквивалентный щели 4 , изображен на расстоянии $\frac{\lambda_B}{4}$ от линии 1 , поскольку эта щель прорезана в узкой стенке волновода.

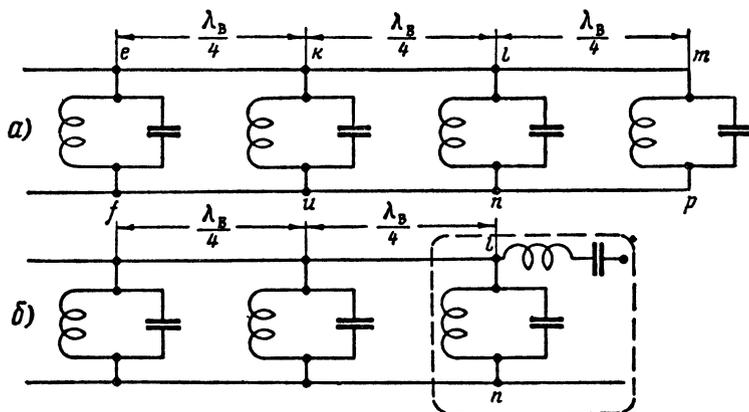


Фиг. 10.33. Антенный переключатель с применением широкополосных разрядников.

Мощный импульс передатчика вызывает разряд во всех резонаторах переключателя. Благодаря высокочастотному разряду внутренняя поверхность щелей связи $4, 5, 6$ становится проводящей и вместе с тем быстро уменьшается сопротивление зазора элемен-

тов 7, 8. Короткое замыкание между точками $a-b$ трансформируется в очень большое сопротивление в сечении $c-d$, а замыкание между $e-f$ устраняет разрыв основной линии. Таким образом, импульс передатчика беспрепятственно проходит в антенну.

Во время приема полуволновый шлейф 2, содержащий разрядник блокировки передатчика, создает короткое замыкание в сечении $c-d$ и при помощи полуволнового участка основной линии накоротко замыкает сечение $e-g$, устраняя тем самым прохождение принимаемых импульсов к магнетрону. Эти импульсы в широком диапазоне частот проходят через разрядник 3 к приемнику.



Фиг. 10.34. Эквивалентные схемы широкополосного разрядника.

Для того чтобы убедиться в широкополосности разрядника защиты приемника, обратимся к фиг. 10.34. Каждый резонансный элемент разрядника представлен в виде параллельного контура без потерь (фиг. 10.34, а).

Обозначим эквивалентное сопротивление этого контура R_2 , а волновое сопротивление волновода ρ_B . Так как R_2 является нагрузкой четвертьволновой линии $lm-np$, то входное сопротивление данной линии

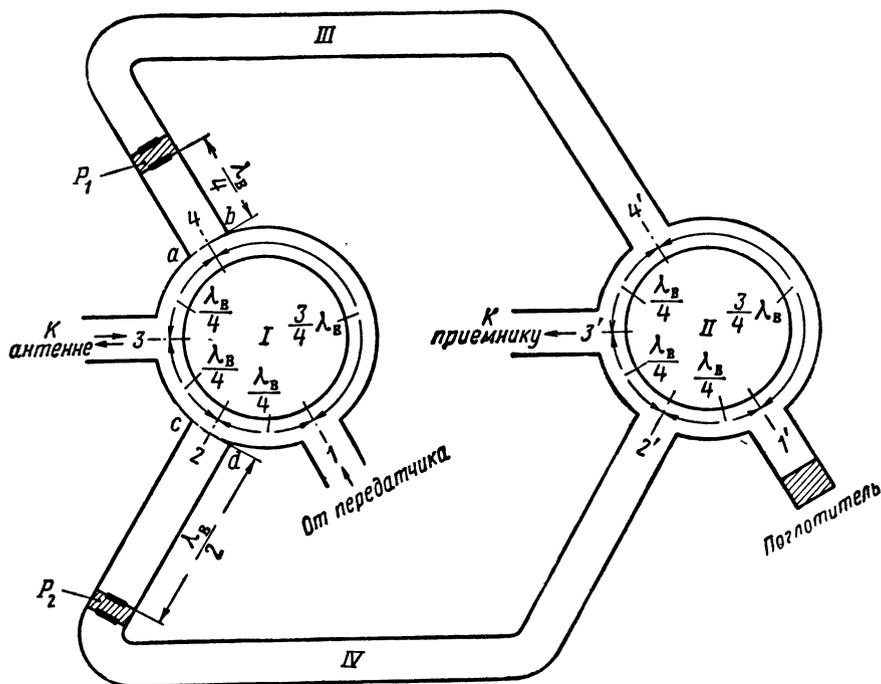
$$R_{вх} = \frac{\rho_B^2}{R_2}.$$

Здесь $R_2 = \infty$. Значит, $R_{вх} = 0$, но так как резонансное сопротивление последовательного контура без потерь равно нулю, то отрезок линии $lm-np$, нагруженный идеальным параллельным контуром, можно заменить идеальным последовательным контуром, подключенным к точке l или n (фиг. 10.34, б). Цепь, ограниченная пунктирной линией, представляет собой Г-образное звено полосового фильтра. Аналогичным способом можно из оставшейся части схемы образовать другие звенья фильтра. Эквивалентность разрядника защиты приемника полосовому фильтру позволяет утверждать, что этот разрядник способен пропустить принимаемые сигналы в широкой полосе частот.

Балансные схемы антенных переключателей

Кольцевая схема антенного переключателя (фиг. 10.35) относится к группе балансных схем. Имеются два кольцевых моста *I, II* прямоугольного сечения с разветвлениями в плоскости *E*. Кольца соединяются между собой волноводами *III, IV* равной длины. По всей системе проходит волна TE_{01} .

Во время передачи разрядники P_1 и P_2 пробиваются, и так как разветвления соединяются с кольцами последовательно (в плос-



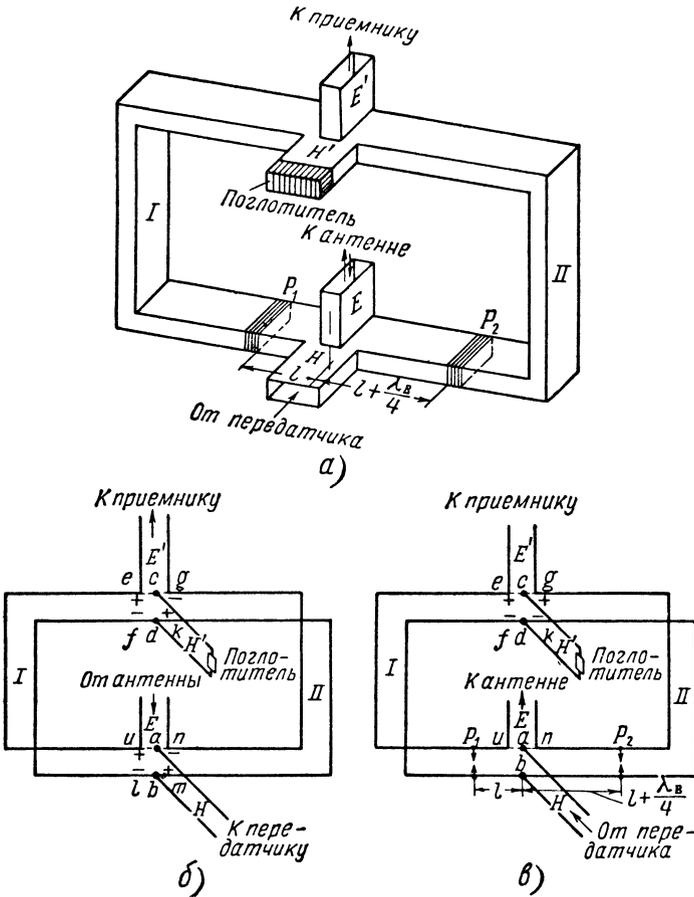
Фиг. 10.35. Кольцевой антенный переключатель.

кости *E*), то между точками *a—b* создается разрыв цепи, а между *c—d* — короткое замыкание. Импульс передатчика проходит в антенну от 1 к 3 против часовой стрелки. Если одновременно через разрядники просочится некоторая энергия, то она поглотится в нагрузку, помещенной в ветвь $1'$, а в приемник не попадет, так как по обоим волноводам *III, IV* путь от передатчика к поглотителю одинаковый ($1, 4, 4', 1'$; $1, 2, 2', 1'$), а путь к приемнику отличается на $\frac{\lambda_v}{2}$ ($1, 4, 4', 3'$; $1, 2, 2', 3'$).

Отраженные сигналы проходят в приемник, не поглощаясь в передатчике и в нагрузке ветви $1'$ потому, что от антенны к приемнику волны проходят равные расстояния ($3, 4, 4', 3'$; $3, 2, 2', 3'$), а от антенны к передатчику ($3, 1$ по часовой стрелке; $3, 1$ против часо-

вой стрелки), так же как к поглотителю (3, 4, 4', 1'; 3, 2, 2', 1'), разность хода волн равна $\frac{\lambda_B}{2}$.

Другой разновидностью балансной схемы является антенный переключатель, выполненный на Т-образных волноводных мостах (фиг. 10.36, а). Схема переключателя содержит прямоугольные



Фиг. 10.36. Антенный переключатель с применением волноводных мостов.

а—принципиальная схема, б—эквивалентная схема для режима передачи, в—эквивалентная схема для режима приема.

волноводы I, II , которые с ответвлениями H, H' и E, E' образуют два сдвоенных Т-образных моста. В волноводы вмонтированы разрядники P_1, P_2 , расположенные на расстояниях l и $l + \frac{\lambda_B}{4}$ от плоскости симметрии одного моста.

На эквивалентных схемах (фиг. 10.36, б, в) волноводы I, II заменены двухпроводной линией, а ответвления — шлейфами, подключенными к этой линии. Ответвления типа E включены последовательно, а ответвления типа H — параллельно основной линии. Для простоты изложения допустим, что длина каждого волновода I, II кратна длине волны.

Во время приема (см. фиг. 10.36, б) волны из антенны проходят к приемнику, не попадая в передатчик и поглотитель, так как в данном случае напряжения в сечениях $u-l, e-f$, а также в $n-m, g-k$ совпадают по величине и полярности, тогда как в сечениях $a-b, c-d$ напряжение равно нулю.

Во время передачи (см. фиг. 10.36, в) мощные импульсы передатчика пробивают разрядники P_1 и P_2 . Поэтому волны, ответвляющиеся от сечения $a-b$, отражаются от P_1 и P_2 и возвращаются в это же сечение со сдвигом по фазе на 180° за счет разности хода волн $2\left(l + \frac{\lambda_B}{4}\right) - 2l = \frac{\lambda_B}{2}$. Так как в сечении $a-b$ находится узел напряжения, то в точках u, n потенциалы численно равны и противоположны по знаку. Разность этих потенциалов вызывает в линии E и в антенне ток, т. е. энергия от передатчика поступает в антенну.

Незначительная часть энергии в виде бегущих волн просачивается через разрядники, но она не проходит в приемник, а поглощается в согласованной нагрузке, которая помещена в плечо H' . Это следует из того, что напряжение прямой волны передатчика в сечении $a-b$ не равно нулю, и от $a-b$ до $c-d$ отсутствует разность хода волн, тогда как в сечениях $e-f, g-k$ напряжения одинаковы и между точками $e-g$ разность потенциалов равна нулю.

Балансные схемы имеют преимущество перед схемами с Т-образными ответвлениями в том, что они в большей мере предохраняют приемник от импульсов передатчика.

§ 5. ПРИМЕНЕНИЕ ФЕРРИТОВ В АНТЕННО-ФИДЕРНЫХ УСТРОЙСТВАХ

Общие сведения

Много нового в антенную технику СВЧ внесло освоение ферритов. К ферритам относятся вещества, полученные спеканием окиси железа с окислами марганца, магния, меди, цинка или кадмия. Ферриты — магнитные материалы полупроводникового типа. Они обладают очень высокой магнитной проницаемостью и вместе с тем имеют очень высокое удельное электрическое сопротивление (до 10^7 ом·см), т. е. сочетают в себе свойства ферромагнитных металлов и диэлектриков.

Если ферромагнитный металл поместить в электромагнитное поле СВЧ, то возникают большие потери на вихревые токи, гистерезис и ферромагнитный резонанс. Особенно значительны потери на вихревые токи, так как поле СВЧ индуцирует большую э. д. с., а удельное электрическое сопротивление железного сердечника

мало. На низких частотах эти потери удается снизить увеличением электрического сопротивления сердечника, изготовляя его из тонких изолированных пластин. Для эффективного снижения потерь в диапазоне СВЧ потребовались бы столь тонкие пластины, что их нельзя было бы изготовить.

При СВЧ непригодны также применяемые на низких радиочастотах магнитодиэлектрики, которые состоят из мелких металлических зерен, распределенных в высококачественном диэлектрике. Зерна из-за неравномерного распределения намагничиваются неодинаково. Это приводит к снижению эффективной магнитной проницаемости материала и росту потерь энергии, особенно значительному на СВЧ.

От перечисленных недостатков свободны ферриты: они имеют большое удельное электрическое сопротивление по всему объему, благодаря чему вихревые токи в ферритах малы и через них можно пропускать электромагнитные волны СВЧ, не опасаясь больших потерь. Весьма ценным качеством являются некоторые необратимые свойства ферритов.

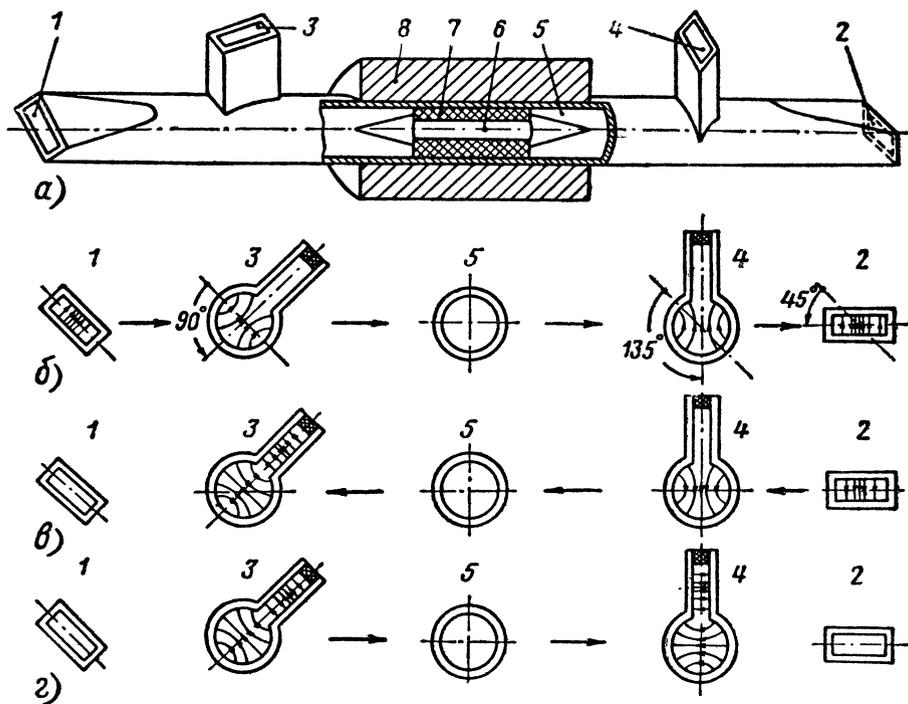
Рассмотрим практическое применение этих свойств в антенных устройствах СВЧ на примере циркулятора, антенного переключателя, согласователя передатчика с антенной, разделения волн и управления диаграммой направленности антенны.

Вращение плоскости поляризации

В 1845 г. Фарадей установил, что если волну света пропустить через среду, в которой имеется продольное магнитное поле, то плоскость поляризации волны поворачивается на угол, пропорциональный напряженности магнитного поля. Направление вращения плоскости поляризации зависит только от направления внешнего магнитного поля и не изменяется тогда, когда луч идет в обратную сторону. В данном случае явление необратимости выражается в том, что при распространении волн в обратном направлении плоскость поляризации волн не восстанавливается. До появления ферритов вращение плоскости поляризации практически не могло быть использовано на радиочастотах, так как отсутствовала сильно намагниченная среда, способная пропустить радиоволны без больших потерь.

В устройстве для вращения плоскости поляризации СВЧ (фиг. 10.37, а) имеются прямоугольные волноводы 1, 2, 3, 4 и круглый волновод 5, который соединяет волноводы 1, 2. Внутри круглого волновода находится ферритовый стержень 6 и опора из пенополистирола 7, предназначенная для закрепления стержня. Постоянный магнит 8 создает магнитное поле вдоль оси круглого волновода. Как видно из проекций на поперечную плоскость (фиг. 10.37, б, в, г), волноводы 1—2, 2—3, 3—4 повернуты на угол 45°. В прямоугольных волноводах возбуждается волна TE_{01} , а в круглом — TE_{11} .

Напряженность внешнего магнитного поля и длину ферритового стержня выбирают с таким расчетом, чтобы плоскость поляризации волны поворачивалась в стержне на 45° . При этом условии волна из волновода 1 может попасть только в волновод 2, из волновода 2 — в волновод 3 и из волновода 3 — в волновод 4. Во всех других направлениях линии электрического поля в ответвлениях не перпендикулярны широким стенкам прямоугольного волновода, т. е. не удовлетворяются граничные условия.



Фиг. 10.37. Вращение плоскости поляризации при помощи ферритов.

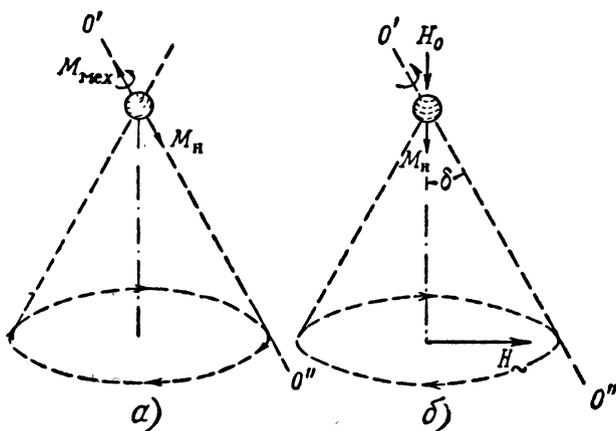
Как практически использовать такое устройство? Подключим к волноводу 1 генератор, к волноводу 2 — антенну, а в волноводы 3 и 4 поместим поглощающие сопротивления. Тогда волны от генератора пройдут в антенну (фиг. 10.37, б), и если последняя не будет в достаточной мере согласована с волноводом 2, то отраженные от антенны волны поглотятся в сопротивлении 3 (фиг. 10.37, в). Если же и от сопротивления 3 отразятся волны, то они поглотятся в сопротивлении 4 (фиг. 10.37, г). Такое устройство называется циркулятором.

Другой пример. К волноводу 1 подключен передатчик, к волноводу 2 — антенна, к волноводу 3 — разрядник приемника и к волноводу 4 — поглощающая нагрузка. Тогда получается антенный

переключатель. Импульсы передатчика 1^1 поступают в антенну 2 и пробивают разрядник приемника. В связи с этим волны, отраженные от входа антенны 2, поступают к пробитому разряднику 3, отражаются от него и поглощаются в нагрузке 4. Принятые антенной 2 импульсы беспрепятственно проходят в приемник 3, поскольку разрядник во время приема не пробит, и если здесь появятся отраженные волны, то они поглотятся в нагрузке 4.

Ферритовый разделитель

Приборы, основанные на эффекте Фарадея, обычно работают при небольшой напряженности постоянного магнитного поля вдали от ферромагнитного резонанса. Наряду с этим имеются приборы, в которых резонанс в ферритах необходим и полезен. Явление ферромагнитного резонанса заключается в следующем.



Фиг. 10.38. Прецессия электрона под влиянием внешнего магнитного поля.

Электроны магнитного материала совершают вращательное движение вокруг своей оси $O'O''$ (фиг. 10.38, а). Вращение массы электрона порождает механический момент $M_{\text{мех}}$, а вращение заряда электрона — магнитный момент M_n . Векторы этих моментов совпадают с осью вращения электрона и направлены в противоположные стороны. Если извне ввести постоянное магнитное поле H_0 , то в результате взаимодействия внешнего и внутреннего магнитных полей появится пара сил, поворачивающая ось $O'O''$ параллельно вектору H_0 (см. фиг. 10.38, б). Так как существует еще механический момент вращения $M_{\text{мех}}$, то движение электрона получается более сложным: ось $O'O''$ вращается вокруг вектора H_0 по часовой стрелке, описывая коническую поверхность. Частота этого враще-

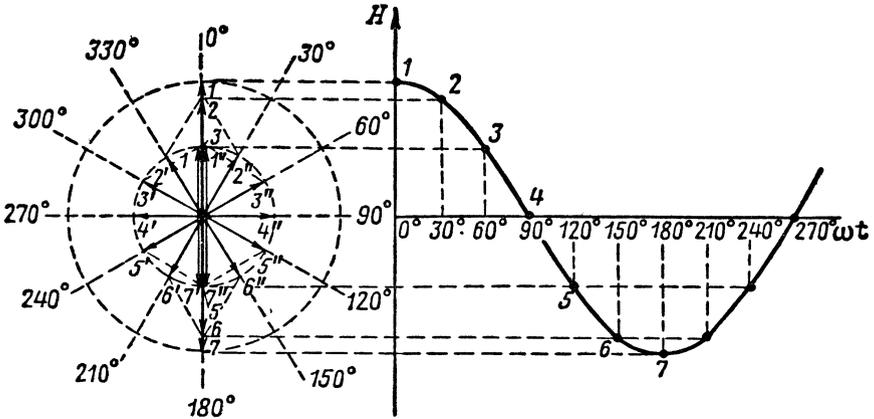
¹ Обозначим элементы, подключаемые к волноводам, теми же цифрами, что и соответствующие волноводы, но в скобках.

ния (прецессии), называемая частотой ферромагнитного резонанса, прямо пропорциональна напряженности внешнего поля:

$$f_0(\text{МГц}) = 2,8H_0(\text{эрст}).$$

Постепенно угол в вершине описываемого конуса уменьшается и через некоторое время становится равным нулю, т. е. ось вращения электрона сливается с направлением постоянного магнитного поля H_0 .

При воздействии на феррит волны СВЧ с вектором магнитного поля H , перпендикулярным вектору постоянного поля H_0 , ось вращения электрона отклоняется от установившегося положения (см.



Фиг. 10.39. Получение линейно-поляризованной волны из двух волн с круговой поляризацией.

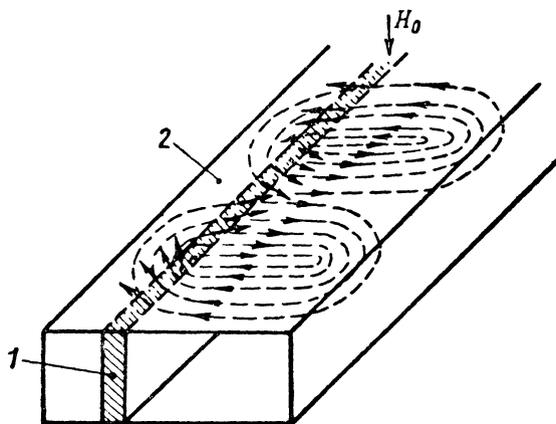
фиг. 10.38, б), описывая прецессию по часовой стрелке, причем угол отклонения оси δ возрастает до тех пор, пока энергия, поглощаемая прецессией электрона, не становится равной энергии, расходуемой электромагнитной волной. Наибольшее поглощение энергии, очевидно, получается при резонансе, т. е. в том случае, когда частота электромагнитной волны равна собственной частоте прецессии.

Всякую линейно-поляризованную волну можно представить в виде двух волн с круговой поляризацией, из которых одна вращается по часовой стрелке (правая волна), а другая — против часовой стрелки (левая). Это показано на фиг. 10.39, где поле правой волны при $\omega t = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ \dots$ обозначено $1'', 2'', 3'' \dots$, а поле левой волны — $1', 2', 3' \dots$. При геометрическом сложении векторов этих полей получаются векторы $1, 2, 3 \dots$, расположенные по одной прямой линии. Результирующая линейно-поляризованная волна на временной диаграмме изображается косинусоидой.

Уточним взаимодействие феррита с каждой составляющей переменного магнитного поля. Прецессия электронов совершается по

часовой стрелке, в то время как из волн с круговой поляризацией только правая вращается по часовой стрелке, а левая — в обратную сторону. Поэтому волна с правой поляризацией все время отдает свою энергию электронам, а с левой — в одну часть периода отдает энергию, а в другую часть к ней возвращается израсходованная энергия.

На этом принципе построен разделитель в виде ферритовой пластинки 1, перпендикулярной широкой стенке волновода 2 (фиг. 10.40). Соленоид, не показанный на фигуре, создает постоян-



Фиг. 10.40. Разделение волн посредством ферритовой пластинки.

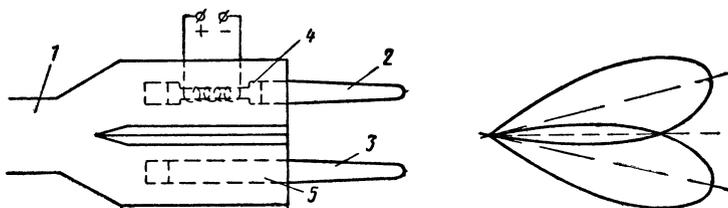
ное магнитное поле H_0 , направленное перпендикулярно продольной оси волновода. Напряженность этого поля регулируют так, чтобы для распространяемой по волноводу волны имел место ферромагнитный резонанс.

Как видно из фиг. 10.40, в месте расположения ферритовой пластинки вектор магнитного поля волны TE_{01} вращается по часовой стрелке при движении волны в одну сторону и против часовой стрелки — при движении волны в обратную сторону. Вектор магнитного поля при этом описывает эллипс. Если ферритовую пластину поместить в таком сечении волновода, где продольная и поперечная составляющие магнитного поля численно равны, то эллипс принимает форму круга.

Следовательно, волну, распространяемую по волноводу в одном направлении, можно рассматривать как правую, а обратную волну — как левую. Этого достаточно, чтобы при постоянном магнитном поле H_0 , перпендикулярном линиям магнитного поля волны TE_{01} , ферритовая пластинка служила разделителем волн: энергия одной волны интенсивно поглощается пластиной, а обратная волна распространяется без ослабления.

Управление диаграммой направленности антенны

Для ферритов можно ввести понятие комплексной магнитной проницаемости подобно комплексной диэлектрической постоянной диэлектриков. Магнитная проницаемость ферритов при распространении левых волн выражается только действительным числом, которое, начиная с некоторого минимального значения намагничивающего поля H_0 , не зависит от напряженности этого поля. Правая волна распространяется в феррите с потерей энергии, а поэтому комплексная магнитная проницаемость феррита для правой волны, кроме действительной (активной) составляющей, имеет мнимую (реактивную) составляющую. По мере приближения к ферромаг-



Фиг. 10. 41. Управление диаграммой направленности антенны при помощи ферритов.

нитному резонансу абсолютное значение действительной составляющей и особенно мнимая составляющая магнитной проницаемости быстро увеличиваются.

Это обстоятельство положено в основу управления диаграммой направленности антенны, изображенной на фиг. 10. 41.

Прямоугольный волновод 1 в плоскости H разветвляется на два отрезка. На выходе разветвленных отрезков волновода расположены два диэлектрических излучателя $2, 3$, являющиеся продолжением ферритовых стержней $4, 5$. Один из стержней (4) подмагничивается продольным полем, которое создается соленоидом.

Электромагнитные волны, распространяясь в ферритовом стержне, отстают по фазе на угол

$$\alpha l = \omega \sqrt{\mu \varepsilon} l,$$

где μ — действительная составляющая магнитной проницаемости феррита;

ε — диэлектрическая проницаемость феррита;

l — длина стержня.

Так как μ в большой мере зависит от напряженности намагничивающего поля, то при помощи тока соленоида можно плавно регулировать фазу волны в ферритовом стержне.

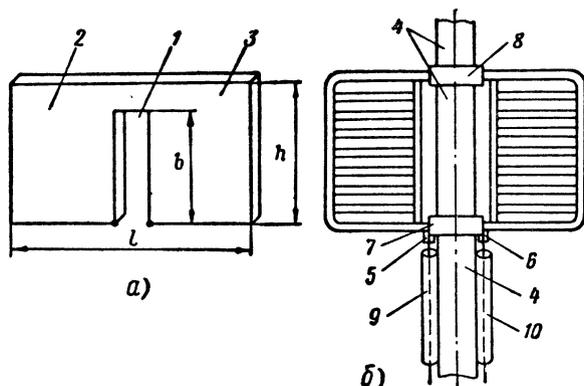
Размеры излучателей подобраны такими, что когда в соленоиде тока нет, то диаграмма направленности антенны смещена в одно крайнее положение. Когда же ток в соленоиде увеличивается, фаза

волны, распространяемой в стержне 4, отстает на большой угол и диаграмма направленности антенны постепенно отклоняется в другое крайнее положение.

Приведенные в настоящем параграфе примеры не полностью отражают возможности применения ферритов в антенно-волноводной технике. Области использования ферритов непрерывно расширяются.

§ 6. ПЕРЕДАЮЩИЕ ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ АНТЕННЫ

В Советском Союзе телевизионные передачи производятся на метровых волнах ($\lambda = 3 \div 6,2$ м). В этом диапазоне наиболее эффективно работают вибраторные антенны. Для ослабления промышленных помех применяется горизонтальная поляризация вибрато-



Фиг. 10.42. Плоскостной вибратор, применяемый в передающей телевизионной антенне.

ров, а в целях увеличения дальности приема их устанавливают на максимально возможной высоте. Для Московского телецентра в ближайшее время будет построена антенна на 520-метровой башне, а антенна Ленинградского телецентра будет иметь высоту 321,3 м.

В Нью-Йорке передающая телевизионная антенна установлена на небоскребе Эмпайр Стейт Билдинг, высота которого превышает 400 м.

Для качественного воспроизведения изображения и звука телевизионный канал должен быть рассчитан на очень широкую полосу пропускания: от 4,5 до 8 Мгц при черно-белом и от 6 до 12 Мгц — при цветном изображении. Это составляет около 10—20% от средней несущей частоты телевизионного диапазона — 60 Мгц. Вибраторные антенны обычно имеют значительно меньшую полосу пропускания.

Требуемая полоса пропускания может быть получена при очень малом волновом сопротивлении вибратора и соответственно весьма

значительном диаметре вибратора. Такие вибраторы своим большим весом и большим поперечным сечением намного усложняют и без того громоздкую антенну.

Б. В. Брауде предложил заменить цилиндрические вибраторы более легкими — плоскостными вибраторами (фиг. 10.42, а), имея в виду, что емкость плоской ленты равна емкости цилиндра, диаметр которого в 2 раза меньше ширины ленты. Оптимальными размерами вибратора оказались: высота $h = (0,25 \div 0,4)\lambda$ и длина $l = (1,25 \div 1,33)h$.

При большой высоте антенны особенно важно обеспечить надежную грозовую защиту. Поэтому прорезь I между полувибраторами 2, 3 сделана неполной, и вибратор крепится к заземленной металлической мачте частью, расположенной над прорезью. Размер b прорези подобран так ($b \approx \frac{\lambda}{4}$), чтобы она одновременно выполняла функции металлического изолятора и питание к вибратору можно было подвести в начале прорези.

Входное сопротивление вибратора 140—160 ом. Для согласования системы вибратор питается двумя коаксиальными линиями 9, 10 (фиг. 10.42, б), каждая из которых имеет волновое сопротивление 80 ом. Наружная оболочка линий заземляется вместе с телом мачты 4, а внутренние провода линий подключаются к свободным концам 5, 6 вибратора. Эти концы разделяются изолятором 7. Так как полувибраторы соединяются через металлическое кольцо 8, то линии оказываются включенными последовательно. Хорошему согласованию линии с вибратором способствует также реактивное сопротивление, вносимое короткозамкнутой линией прорези: это сопротивление противоположно по знаку реактивной составляющей входного сопротивления вибратора.

Реальная конструкция вибратора имеет еще некоторые особенности. Для уменьшения парусности антенны полувибраторы сделаны не сплошными, а составлены из трубок. Количество и диаметр трубок подобраны так, что зазор между ними практически не влияет на работу вибратора.

Передающая телевизионная антенна должна быть ненаправленной в горизонтальной плоскости, с тем чтобы условия приема во всех направлениях от телецентра были одинаковыми. Такую диаграмму имеет турникетная антенна, которая отличается от описанной наличием двух однотипных вибраторов, расположенных под углом 90° и питающихся со сдвигом фазы в 90° (фиг. 10.43). Этот сдвиг получается потому, что длина линий, питающих вибраторы I, II , отличается на $\lambda/4$. Если длина одного вибратора $l \leq \frac{\lambda}{2}$,

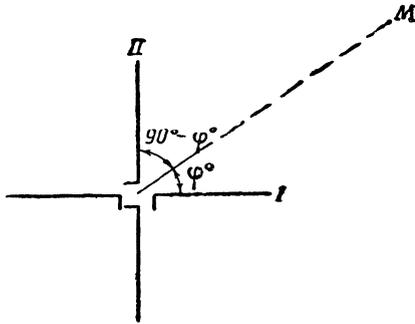
то его диаграмма направленности в горизонтальной плоскости может быть выражена функцией $\sin \varphi$ — для вибратора I и функцией $\sin(90^\circ - \varphi) = \cos \varphi$ — для вибратора II . Значит, если в точке M горизонтальной плоскости мгновенное значение напряженности поля за счет вибратора I равно $[E_m \sin \varphi] \sin \omega t$, то за счет вибра-

тора Π это поле равно $[E_m \cos \varphi] \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) = [E_m \cos \varphi] \cos \omega t$.

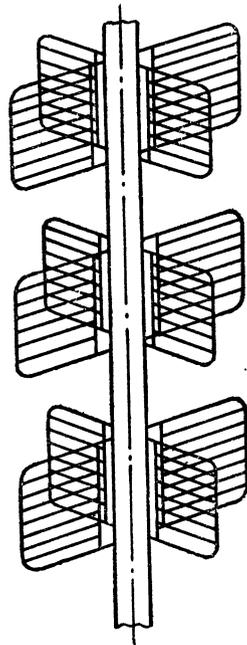
Суммируя оба поля, получаем $E = E_m (\sin \omega t \sin \varphi + \cos \omega t \cos \varphi) = E_m \cos (\omega t - \varphi)$.

Так как амплитуда напряженности результирующего поля E_m не зависит от угла φ , то можно утверждать, что горизонтальная турникетная антенна не обладает направленностью в горизонтальной плоскости.

Телевизионные передающие антенны должны удовлетворять еще одному важному требованию: в вертикальной плоскости их диаграмма направленности должна быть достаточно узкой, чтобы не было значительных отражений от земли



Фиг. 10.43. Вибраторы, образующие турникетную антенну.



Фиг. 10.44. Трехэтажная турникетная телевизионная антенна.

и не рассеивалась энергия радиоволн под большими углами к земной поверхности. По этой причине антенну составляют из нескольких этажей. На фиг. 10.44 дан эскиз трехэтажной турникетной телевизионной антенны.

§ 7. АНТЕННЫ РАДИОРЕЛЕЙНЫХ ЛИНИЙ СВЯЗИ

В диапазоне УКВ все шире применяются радиорелейные линии связи. Эти линии состоят из оконечных и промежуточных ретрансляционных станций. Так как по радиорелейным линиям ведется двусторонняя связь, то на оконечных станциях должно быть по одной передающей и одной приемной антенне, а на промежуточных станциях — по две передающих и две приемных. В некоторых станциях передающая и приемная антенны совмещаются в одной.

Если линия рассчитана на связь прямыми лучами, то ближайшие станции устанавливают на расстоянии 40—60 км при высоте

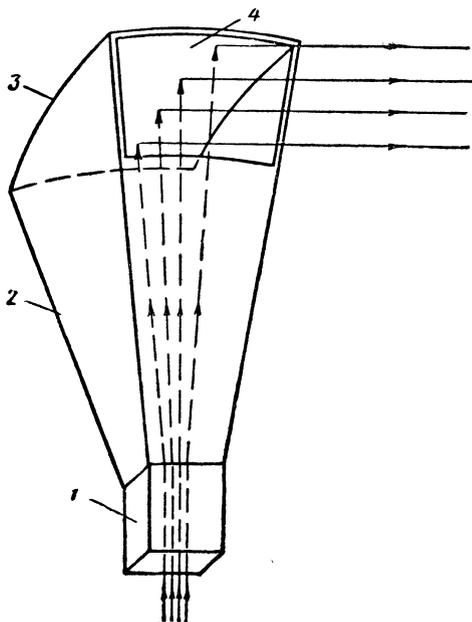
антенной башни 40—80 м. В линиях, рассчитанных на дальнее тропосферное или ионосферное распространение волн, соседние станции удаляют на сотни километров. Высота антенн таких станций может быть небольшой при условии, что излучению и приему не препятствуют высокие местные предметы.

Для уменьшения количества ретрансляционных станций элементы радиорелейных линий рассчитывают на максимальное усиление и минимальное искажение сигналов. Коэффициент усиления антенны стремятся получить как можно большим. Минимальным пределом коэффициента бегущей волны в фидере считают $k_{б.в.} = 0,95$. Паразитную связь между антеннами, установленными на одной башне, сводят к минимуму. Особенно важно, чтобы не было излучения и приема волн со стороны, обратной направлению максимального действия антенны, так как каждая ретрансляционная станция должна принимать радиоволны с определенного направления и передавать их в другом определенном направлении.

На радиорелейных линиях преимущественно применяются параболические, рупорно-параболические, рупорно-линзовые и перископические антенны.

В параболических антеннах наблюдается значительное отражение волн от рефлектора к облучателю. Это затрудняет получение высокого $k_{б.в.}$ в волноводе.

В рупорно-параболических антеннах (фиг. 10.45) из волновода 1 волны проходят через пирамидальный рупор 2, падают на параболическую поверхность 3 и излучаются через отверстие антенны 4 в свободное пространство. Излучаемые волны получают плоскими, так как фокус рефлектора находится в фазовом центре рупора. Такой профиль антенны способствует тому, что отраженные от параболической поверхности волны обратно в волновод не поступают. Для радиорелейных линий хорошее согласование антенной системы и ее защищенность от посторонних волн важны настолько, что этим не ограничиваются и принимают дополнительные меры: между волноводом и рупором вводят плавный переход дли-

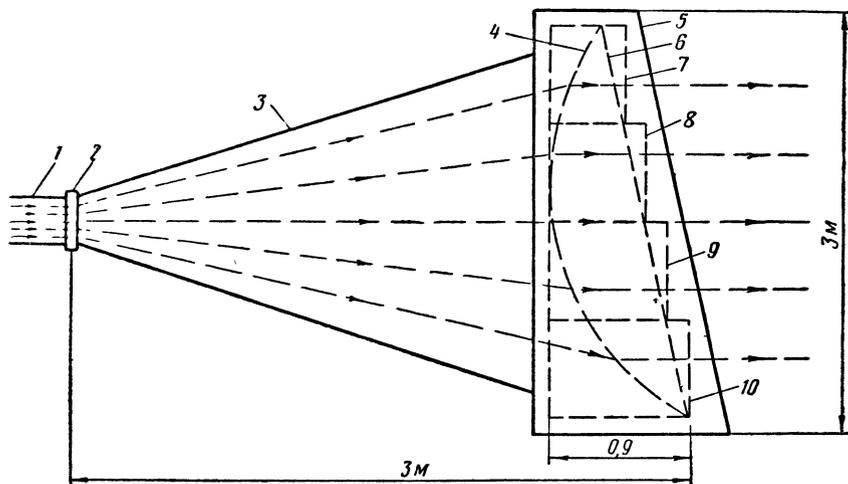


Фиг. 10.45. Рупорно-параболическая антенна.

ной $10 \div 15\lambda$, а угол расширения рупора делают небольшим — $30-40^\circ$.

В рупорно-линзовой антенне радиорелейной линии TD-2 (фиг. 10.46) волновод 1 через соединительный элемент 2 подключается к пирамидальному рупору 3, который заканчивается линзой из искусственного диэлектрика 4, помещенной в корпус 5. Линза образована алюминиевыми полосками, расположенными в брусках из пористого полистирола. Показатель преломления линзы 1,5.

Профиль линзы показан на фигуре пунктирными линиями 6. Алюминиевые полоски уложены в пределах этого профиля. Плос-



Фиг. 10.46. Рупорно-линзовая антенна.

кость раскрыва линзы несколько наклонена назад, чтобы волны, отраженные от этой плоскости, не попадали обратно в волновод. В связи с наклоном плоскости раскрыва бруски полистирола 7, 8, 9, 10 смещены по горизонтали.

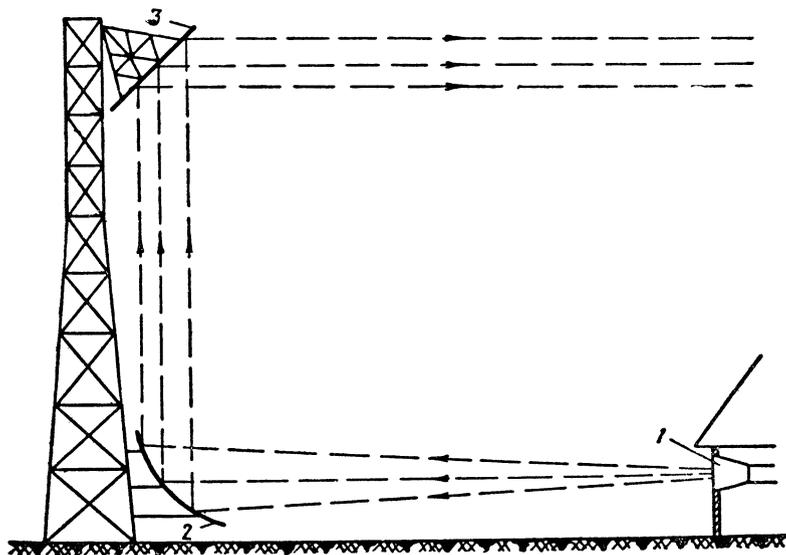
Антенна работает на волнах порядка $7,5 \text{ см}$ и при диаметре линзы 3 м имеет малую ширину диаграммы направленности (2°) и большой коэффициент усиления — $10\,000$ (40 дб). Вместе с тем антенна широкополосна: ее коэффициент усиления в диапазоне частот $3700-4200 \text{ Мгц}$ изменяется не более чем на $\pm 1 \text{ дб}$.

Волновод, питающий антенну, составлен из коротких гибких секций общей длиной около 30 м . Для устранения влияния внешней атмосферы на работу станции волноводная система герметизирована и воздух в ней находится под давлением 3 атм .

Большая длина фидеров является существенным недостатком описанных антенных систем. От этого недостатка свободны *перископические антенны*. Один из возможных вариантов перископической антенны показан на фиг. 10.47. Рупор 1, находящийся в здании радиостанции, облучает нижний рефлектор 2, который фокуси-

рует волны на верхнем рефлекторе 3. Нижний рефлектор 2 представляет собой параболоид вращения или часть поверхности эллипсоида вращения, а верхний рефлектор 3 плоский. Плоскости раскрывов обоих зеркал наклонены под углом 45° к горизонту. Благодаря этому волны, отраженные от верхнего рефлектора, переизлучаются к следующей станции.

Коэффициент усиления нижнего излучателя должен быть по возможности высоким, чтобы как можно полнее концентрировать



Фиг. 10.47. Перископическая антенна.

энергию в центре переизлучателя. Этим требованиям в наибольшей мере удовлетворяют эллипсоиды вращения. Они имеют два фокуса: один из них совмещают с фазовым центром рупора, а другой — с центром верхнего рефлектора.

Так как длина волны недостаточно мала, чтобы волны, отраженные от излучателя, фокусировались в центре переизлучателя, они охватывают некоторую поверхность на уровне верхнего рефлектора. Отсюда следует вывод, что для эффективной передачи энергии от излучателя к переизлучателю наряду с высоким коэффициентом усиления нижнего рефлектора большой должна быть площадь раскрыва верхнего рефлектора.

При соблюдении этих условий потери энергии в перископической антенне меньше, чем в других антеннах радиорелейных линий. Вместе с тем малая длина фидеров позволяет избежать обратного отражения к облучателю и обеспечивает широкую полосу пропускания антенны.

§ 8. АНТЕННЫ САМОЛЕТНЫХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЙ

Общие требования к антеннам радиолокационных станций перечислены в § 1 гл. IX. Теперь рассмотрим особенности питания и конструкции самолетных, а затем судовых и наземных радиолокационных антенн.

К самолетным радиолокационным антеннам предъявляется ряд требований, связанных с особыми условиями эксплуатации самолетной радиоаппаратуры:

вес антенного устройства должен быть минимальным;

антенна должна иметь малые размеры в целях сокращения габаритов аппаратуры и уменьшения аэродинамического сопротивления самолета;

диаграмма направленности антенны должна иметь форму, соответствующую назначению данной радиолокационной станции;

антенное устройство должно безотказно работать в условиях значительных изменений температуры, давления и влажности;

самолетные антенны, как и все приборы, должны быть рассчитаны на сильные механические вибрации и толчки, особенно при посадке самолетов;

для уменьшения веса и габаритов источников питания мощность, затрачиваемая на вращение антенны, должна быть небольшой;

монтаж антенного устройства должен производиться с учетом удобства размещения, ремонта и замены аппаратуры на самолете, что достигается конструктивным оформлением антенной системы в виде отдельного блока;

антенна должна быть размещена так, чтобы обеспечить требуемый обзор пространства при минимальных отражениях волн от поверхности самолета;

самолет может совершать различные эволюции, которые вызывают нарушение обзора пространства; это сказывается тем больше, чем острее диаграмма направленности. Для требуемого обзора пространства прибегают к стабилизации антенны в пространстве.

Антенны самолетных радиовысотомеров

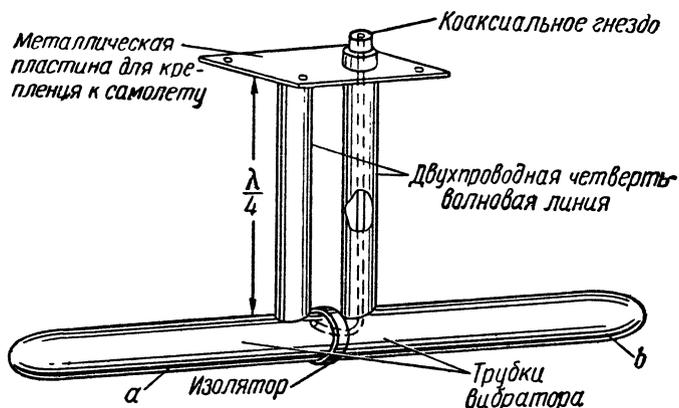
На фиг. 10.48 изображен полуволновый вибратор, который применяется в качестве антенны самолетного радиовысотомера. Собственно вибратор состоит из двух металлических трубок a и b , изолированных друг от друга кольцом, которое изготовлено из радиофарфора. Антенна крепится к самолету при помощи четвертьволновой двухпроводной линии, замкнутой накоротко металлической пластинкой.

Двухпроводная линия выполнена в форме полых трубок, одна из которых одновременно используется как отрезок коаксиальной линии для питания антенны. Данная трубка служит внешним проводом коаксиальной линии, имеющим контакт с половиной b вибратора, а провод, расположенный внутри трубки, соединяется с

половиной a вибратора в непосредственной близости от фарфорового изолятора, благодаря чему питание к вибратору подводится в пучности тока. Четвертьволновый отрезок коаксиальной линии заканчивается гнездом для соединения с коаксиальным фидером передатчика или приемника.

Можно отметить, что в данной конструкции двухпроводная линия выполняет три функции:

обеспечивает надежное механическое крепление вибратора к обшивке самолета и, как всякий металлический изолятор, прекрасно изолирует их электрически;



Фиг. 10.48. Полуволновый вибратор в качестве антенны самолетного радиовысотмера.

подводит питание к симметричному вибратору, причем симметричность вибратора сохраняется благодаря тому, что он изолирован от металлической поверхности самолета;

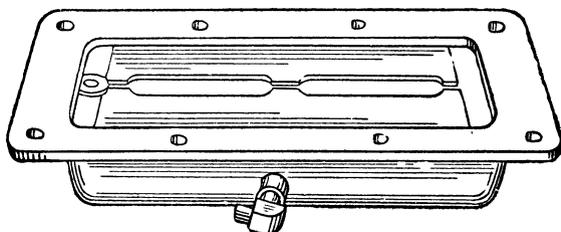
та часть линии, через которую подводится питание к вибратору, используется одновременно как четвертьволновый трансформатор для согласования фидера с вибратором.

Антенна создает направленное излучение от самолета к земле и преимущественный прием в обратном направлении благодаря некоторой направленности полуволнового вибратора и отражению электромагнитных волн от металлической поверхности самолета.

Для самолетного радиовысотмера может быть использована щелевая антенна (фиг. 10.49).

Щель находится на уровне металлической обшивки самолета. Поэтому обшивка участвует в излучении электромагнитных волн так же, как если бы непосредственно в ней была прорезана полуволновая щель. Питание к антенне подводится через коаксиальный фидер и резонансный контур, образованный полостями металлической коробки антенны. Этот контур используется для согласования фидера со щелью. Для того чтобы избежать завихрений воздушного потока, щель снаружи закрывают накладкой из пластмассы.

Основным преимуществом описанной антенны является отсутствие выступающих частей и соответственно малое аэродинамическое сопротивление.



Фиг. 10. 49. Щелевая антенна самолетного радиовысотомера.

Антенны самолетных панорамных радиолокационных станций

В панорамных радиолокаторах¹, представляющих основную группу самолетных радиолокационных станций, преимущественно применяются антенны с параболическим отражателем. Диаграмму направленности этих антенн выбирают из тех соображений, что азимут наземных объектов должен определяться достаточно точно и вместе с тем при неизменной высоте полета самолета мощность сигнала на входе приемника не должна зависеть от наклонной дальности объекта. Если второе требование не удовлетворяется, то яркость изображения объектов с различной наклонной дальностью, но с одинаковой эффективной отражающей поверхностью получается неодинаковой.

Требуемая точность измерения азимута достигается по ширине угла диаграммы направленности в горизонтальной плоскости. Условия эксплуатации самолетной аппаратуры обычно не позволяют использовать антенну, линейные размеры которой больше 1,5 м. Это противоречие можно устранить, если станция работает на сантиметровых волнах.

Действительно, при $\lambda = 3 \div 10$ см, диаметре параболического рефлектора $d = 150$ см ширина угла диаграммы получается равной

$$2\varphi' = 70 \frac{\lambda}{d} = 70 \frac{3 \div 10}{150} \approx (1,5 \div 5)^\circ.$$

В зарубежных самолетных радиолокационных станциях можно встретить антенны, рефлектор которых имеет несколько метров в ширину и диаграмму направленности с углом $2\varphi' < 1^\circ$. Обычно подобное увеличение размеров антенны нецелесообразно из-за чрезмерного увеличения габаритов, веса станции и аэродинамического сопротивления, создаваемого антенной в полете.

¹ Панорамными радиолокаторами называются такие самолетные радиолокационные устройства, которые позволяют получить на экране индикатора своеобразную карту (панораму) местности, над которой находится самолет.

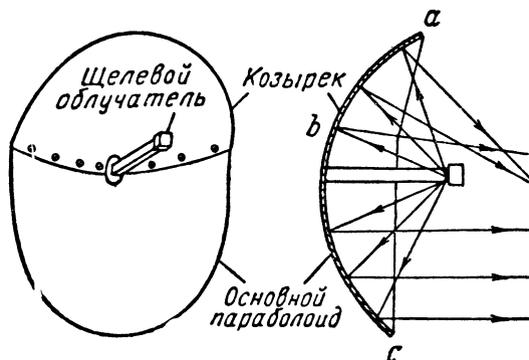
Из курса «Основы радиолокации» известно, что диаграмма направленности антенны панорамной радиолокационной станции в вертикальной плоскости должна примерно удовлетворять уравнению

$$G = k \cdot \operatorname{cosec}^2 \delta,$$

где k — постоянный коэффициент.

Совмещая диаграммы направленности антенны в горизонтальной и вертикальной плоскостях, получаем веерный луч, который за один оборот антенны перекрывает всю поверхность Земли в зоне обзора станции.

Диаграммы вида «косеканс-квадрат» в самолетных станциях получают посредством так называемой бочкообразной антенны или



Фиг. 10.50. Бочкообразная антенна.

антенны, имеющей цилиндрический рефлектор и сегментно-параболический облучатель.

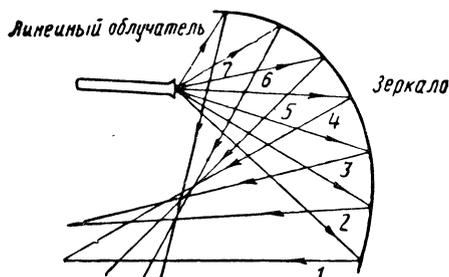
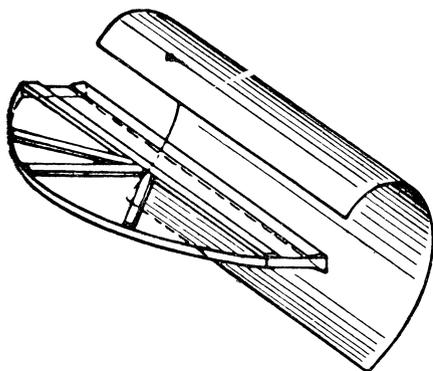
Бочкообразная антенна (фиг. 10.50) представляет собой сочетание параболоида вращения и дополнительного козырька, поверхность которого получена вращением параболы вокруг горизонтальной оси, параллельной плоскости раскрытия параболоида. Сечение рефлектора в центральной вертикальной плоскости на участке ab представляет собой часть окружности, по линии bc — параболу, а в горизонтальных плоскостях обе части рефлектора имеют сечение в форме параболы.

Щелевой облучатель антенны расположен в фокусе основного рефлектора. Следовательно, по отношению к козырьку облучатель находится вне фокуса. Чем больше падающий на козырек луч отклонен от основного параболоида, тем больше сказывается дефокусировка. Благодаря этому козырек создает рассеяние излучаемых волн, которое при соответствующем подборе элементов антенны обеспечивает косеканс-квадратную диаграмму направленности в вертикальной плоскости. При малых углах места δ , отсчитываемого от горизонта ($\delta = 3 \div 4^\circ$), излучение обусловлено основным параболоидом и имеет максимальную интенсивность, а при больших углах места волны отражаются от козырька. Таким образом, соз-

дается сравнительно интенсивное излучение и в области больших углов, что характерно для диаграммы косеканс-квадрат.

Антенное устройство, изображенное на фиг. 10.51, имеет *линейный облучатель* и *цилиндрическое зеркало* специальной формы.

Как известно, сегментно-параболический облучатель создает остронаправленное излучение в горизонтальной плоскости и слабо-



Фиг. 10.51. Антенна, состоящая из сегментно-параболического облучателя и цилиндрического зеркала.

направленное — в вертикальной. Цилиндрическое зеркало не изменяет направленность антенны в горизонтальной плоскости и предназначено для формирования диаграммы направленности в вертикальной плоскости.

Верхняя часть зеркала выгнута значительно больше, чем нижняя, благодаря чему волны, отраженные от нижней части зеркала (под малым углом δ порядка 3—4°), имеют приблизительно плоский фронт (параллельные лучи 1, 2) и максимальную интенсивность, а от верхней части зеркала волны рассеиваются в широком секторе (лучи 3, 4, 5, 6, 7), постепенно уменьшая интенсивность излучения по мере увеличения угла δ . В результате формирует-

ся требуемая косеканс-квадратная диаграмма направленности.

Во избежание искажения диаграммы направленности облучатель антенны должен быть расположен по отношению к зеркалу так, чтобы отраженные от него волны проходили мимо облучателя.

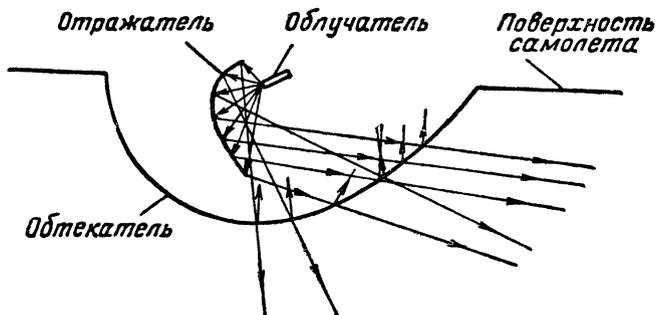
Антенны панорамных локаторов рассчитаны на круговое вращение со скоростью от единиц до нескольких десятков оборотов в минуту и на секторный обзор. Кроме того, предусматривается возможность изменять положение антенны по углу места в соответствии с областью обзора земного пространства.

Вращение антенн по азимуту производится от двигателя постоянного тока, питаемого от бортовой сети. Качание антенны по углу места производится от отдельного двигателя, который через механическое сцепление связан с рамой антенны.

Размещая антенну на самолете, необходимо учитывать требования, предъявляемые к станции.

Требование кругового обзора Земли под любым углом места, вплоть до линии горизонта, удовлетворяется в наибольшей степени при креплении антенны к нижней части фюзеляжа.

Если обзор пространства можно ограничить передним сектором, то антенну устанавливают на носу или в крыльях самолета. Существуют также конструкции, в которых антенна расположена в хвосте самолета. Это обычно относится к антенным устройствам радиолокационных станций для защиты самолета «с хвоста».



Фиг. 10.52. Расположение обтекателя антенны с веерообразной диаграммой направленности.

Для уменьшения аэродинамического сопротивления желательно антенну, а следовательно, и обтекатель в минимальных пределах выдвигать за границы фюзеляжа. Как видно из фиг. 10.52, при веерообразной диаграмме направленности можно значительную часть антенны расположить под килевой линией самолета, не сокращая при этом требуемое пространство обзора и не искажая диаграмму направленности антенны.

Антенные обтекатели

Весьма важным конструктивным элементом самолетной антенны является обтекатель. Последний, очевидно, должен быть изготовлен из диэлектрика, для того чтобы быть прозрачным для электромагнитных волн.

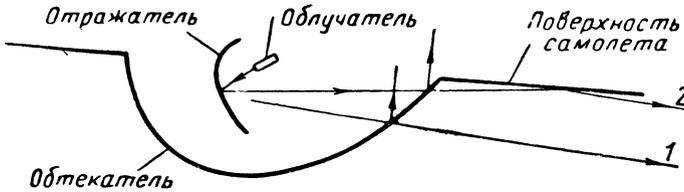
Обтекатель, предохраняя антенну от ветровых нагрузок, снега, дождя, солнца и механических повреждений, вместе с тем ухудшает качество антенны вследствие отражения, дифракции и поглощения электромагнитных волн, а также увеличения веса антенны.

Отражение волн от обтекателя вызывает уменьшение количества энергии, излучаемой в свободное пространство, искажение диаграммы направленности антенны и нарушение согласования антенной системы.

Отражение от стенок обтекателя тем меньше, чем ближе его относительная диэлектрическая проницаемость ϵ/ϵ_0 к единице. Для

уменьшения потерь энергии, проходящей через обтекатель, материал обтекателя должен быть негигроскопичным и тангенс угла потерь в нем должен быть минимальным. Этим требованиям в известной мере удовлетворяют пластмассы с основой из синтетической смолы.

Искажения диаграммы направленности могут быть вызваны интерференцией волн, прошедших через обтекатель в свободное пространство без отражения и после отражения от него. Это влечет за собой появление боковых лепестков в диаграмме направленности. Волны (фиг. 10.53), проходящие через обтекатель (луч 1) и отраженные от поверхности самолета (луч 2), также интерфери-



Фиг. 10.53. Искажения диаграммы направленности, вызванные обтекателем.

руют между собой и дополнительно искажают диаграмму направленности.

При наличии обтекателя нарушается согласование антенной системы из-за попадания в излучатель волн, отраженных от обтекателя. Это создает стоячую волну в линии передачи. Такого рода отражение особенно значительно, если на поверхности обтекателя есть участки, расположенные перпендикулярно к падающим на них волнам.

Большие конструктивные трудности представляет разрешение проблемы механической прочности обтекателя. Обтекатель должен противостоять значительной механической нагрузке. Материал обтекателя должен быть огнестойким и механически прочным в любых метеорологических условиях. При полетах самолетов со сверхзвуковой скоростью наблюдается весьма значительный нагрев обтекателя. Например, при полете самолета на высоте $h=3$ км со скоростью, превышающей скорость звука в 2 раза, температура поверхности обтекателя достигает 260°C . Для таких условий пригодны лишь разработанные в последние годы керамические обтекатели.

Увеличивать прочность обтекателя за счет его толщины нельзя, так как это вызывает увеличение потерь энергии, а применение ребер жесткости и различных перегородок исключено из-за опасности искажения диаграммы направленности.

Для получения высокой механической прочности обтекатель делают слоистым. При двухслойной стенке слои располагают так, чтобы отражение волн в них взаимно компенсировалось. В многослойных конструкциях крайние слои имеют высокую диэлектриче-

скую проницаемость и большую прочность, а промежуточные слои изготавливаются из пористого материала с малой диэлектрической проницаемостью.

Весьма важными факторами, определяющими аэродинамические свойства самолета, являются форма обтекателя и место его расположения на самолете. Для уменьшения лобового сопротивления, создаваемого обтекателем, площадь поперечного сечения его выступающей части должна быть минимальной. С этой же целью обтекателям придают заостренную, как в снарядах, форму, хотя наименьшее отклонение луча получается в обтекателе, имеющем форму полушария.

Стабилизация антенной площадки

Стабилизация антенны имеет целью поддерживать постоянным положение диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости относительно линии горизонта. Если отсутствует стабилизация в вертикальной плоскости, то при веерной диаграмме направленности антенны наклон самолета и его поворот сопровождаются отклонением широкой стороны «веерного» луча от вертикальной плоскости, вследствие чего отметчик указывает ложный угол азимута и дальность действия станции уменьшается.

Существуют различные виды стабилизации диаграммы направленности в вертикальной плоскости. Такую стабилизацию сравнительно просто осуществляют изменением наклона рефлектора. При этом ось вращения антенны жестко фиксируют относительно самолета, а наклон рефлектора регулируют так, что плоскость раскрыва зеркала составляет постоянный угол с вертикальным направлением, стабилизированным гироскопом. При этом погрешности, вносимые наклоном вертикальной оси самолета, не устраняются.

Более совершенна система, в которой антенна смонтирована на стабилизированной платформе. Эта платформа размещается на карданном подвесе, позволяющем устранять отклонения продольной и поперечной осей антенны независимо. Чувствительным элементом стабилизирующей системы является гироскоп. При эволюциях самолета гироскоп вырабатывает два сигнала ошибки, из которых один пропорционален отклонению горизонтальной, а другой — вертикальной оси самолета. Сигналы ошибки усиливаются и поступают в двигатели вращения и наклона антенны с такой фазой, что антенная площадка возвращается в исходное горизонтальное положение.

Типовая антенна самолетной панорамной радиолокационной станции

Рассмотрим в качестве примера антенное устройство самолетного панорамного радиолокатора, работающего на волне $\lambda=3,2$ см (фиг. 10.54).

Антенное устройство состоит из следующих элементов: рефлектора 1, облучателя 2, восьми секций волновода 3—10, двух ответ-

влений волновода, в которых находятся разрядник передатчика 12 и разрядник приемника 13, двигателей вращения и наклона антенны, механизма секторного обзора и устройства для передачи данных от антенны к индикатору кругового обзора.

Антенное устройство работает следующим образом. Магнетронный генератор 14 при помощи петли связи возбуждает в секции 10 прямоугольного волновода колебания типа TE_{01} . Мощный импульс магнетрона пробивает разрядники передатчика и приемника, в результате чего на щелях резонаторов разрядников создается короткое замыкание, которое передается на окно главного волновода. Благодаря этому энергия от передатчика без потерь проходит по секции 9 изогнутого прямоугольного волновода в круглый волновод, состоящий из неподвижной секции 8 и вращающейся по азимуту секции 7. Здесь волна TE_{01} преобразуется в волну TM_{01} , после чего при переходе к секции прямоугольного волновода 6 происходит обратное преобразование волны. Эта секция соединяется с круглым волноводом 5, который создает возможность наклона антенны по углу места. При переходе от подвижной секции круглого волновода 4 к гибкому прямоугольному волноводу 3 волна TM_{01} , полученная в круглом, трансформируется в волну TE_{01} , которая по сужающейся секции переходит в щелевой облучатель рефлектора 1.

Отражатель представляет собой параболоид вращения с козырьком. Антенна имеет веерообразную диаграмму направленности при изменении излучаемой мощности по закону $\cos^2 \delta$.

Энергия отраженных импульсов и ответных сигналов маяка, на прием которых также рассчитана станция, проходит в обратном направлении до Т-образного соединения 11, а затем через настроенный резонатор приемника в полупроводниковый смеситель. В зависимости от режима работы станции один из клистронов гетеродина (локатора или маяка) возбуждает в том же ответвлении волновода колебания соответствующей частоты, в результате чего получают импульсы промежуточной частоты на выходе смесителя.

Энергия принимаемых сигналов не просачивается в передатчик, так как бесконечно большое сопротивление от Т-образного соединения 12 трансформируется через участок главного волновода длиной $\lambda_{в}/4$ в короткое замыкание в направлении к магнетрону.

Разрядник передатчика имеет внешний резонатор, а разрядник приемника — внутренний резонатор и электрод для поджига, на который подается напряжение от источника в 1000 в через балластное сопротивление 15.

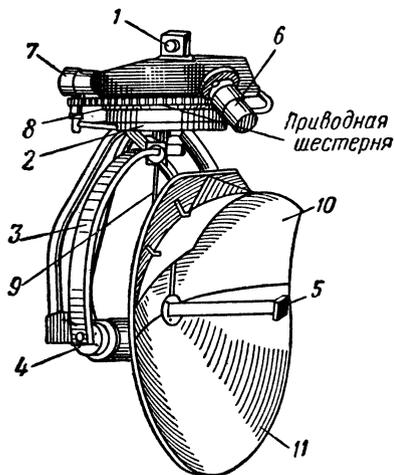
Все секции волноводной системы имеют дроссельно-фланцевые соединения, из которых два вращающиеся (в круглых волноводах). В данном случае волноводная система полностью герметизирована и находится под давлением свыше 1 ат. Воздух, осушенный силикагелем, нагнетается через отвод 16. Для того, чтобы поддерживать герметичность в системе, щели облучателя закрывают слюдяными

пластинками, а в сочленения вводят герметизирующие прокладки.

Часть волноводной системы смонтирована в блоке передатчика, а другая часть, начиная с дроссельного фланца 17 до облучателя, отражатель, двигателя и сельсин находятся в блоке антенны.

Антенна вращается шунтовым двигателем, связанным с антенной зубчатой передачей. Наклон антенны производится от двигателя, который, так же как двигатель вращения, питается от бортовой сети постоянного тока 27 в. Величина отклонения антенны по углу места контролируется индикатором наклона. Механизм секторного обзора вызывает качание антенны в пределах определенного сектора, величина и положение которого регулируются с панели управления азимутальным вращением.

Данные от антенны к индикатору передаются при помощи сельсина-датчика, расположенного в блоке антенны, и сельсина-приемника, находящегося в индикаторе. Роторы сельсинов включены в сеть переменного тока 115 в, 400 гц, а три статорные обмотки сельсинов (включенные звездой) соединяются между собой соответствующими концами. Вращение антенны по азимуту с десятикратным ускорением сообщается ротору сельсина-датчика. Ротор сельсина-приемника повторяет это вращение и с десятикратным замедлением передает его на отклоняющую катушку электронно-лучевой трубки. Таким образом, угловая часть радиально-круговой развертки в индикаторе кругового обзора полностью синхронизирована с азимутальным вращением антенны по азимуту.



Фиг. 10.55. Монтаж блока антенны самолетного панорамного радиолокатора.

На фиг. 10.55 показан монтаж блока данной антенны. К фланцу 1 подключается главный волновод от магнетрона. Начиная с этого фланца линия передачи содержит круглый волновод с вращающимся по азимуту сочленением, которое расположено по оси поворотного основания 2; изогнутый волновод прямоугольного сечения 3; вращающееся сочленение по углу места 4, которое через прямоугольный волновод переходит к двухщелевому облучателю 5.

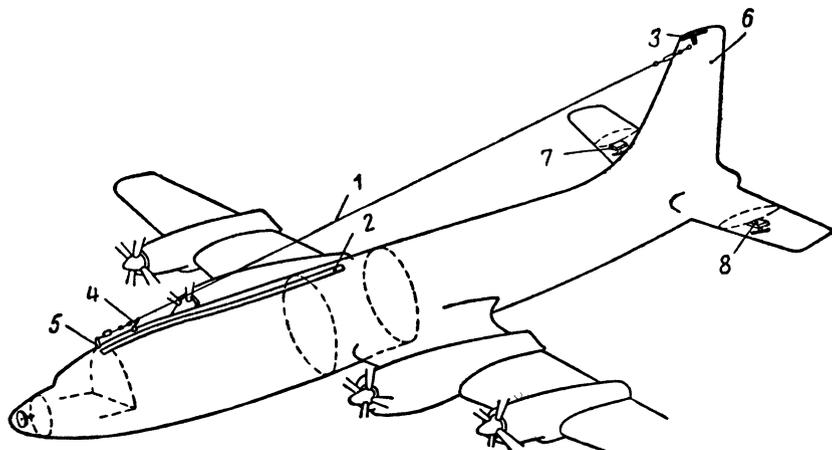
На фигуре видны азимутальный сельсин 6, азимутальный двигатель 7, зубчатая передача 8 от азимутального двигателя к поворотному основанию 2 и стержень наклона отражателя 9. Козырек 10 прикрепляется к параболоиду 11 болтами и тонкими стержнями.

§ 9. АНТЕННЫЕ УСТРОЙСТВА САМОЛЕТА Ил-18

Для более полного представления об антенном оборудовании современного самолета рассмотрим некоторые антенны пассажирского самолета Ил-18.

В комплект связного радиооборудования Ил-18 входят три антенны: лучевая 1, шлейфовая 2 и поверхностная сетчатая 3 (фиг. 10.56).

Лучевая антенна работает на средних и коротких волнах, шлейфовая — на коротких, а поверхностная сетчатая — в диапазоне ультракоротких волн.



Фиг. 10.56. Антенны, устанавливаемые на самолете Ил-18.

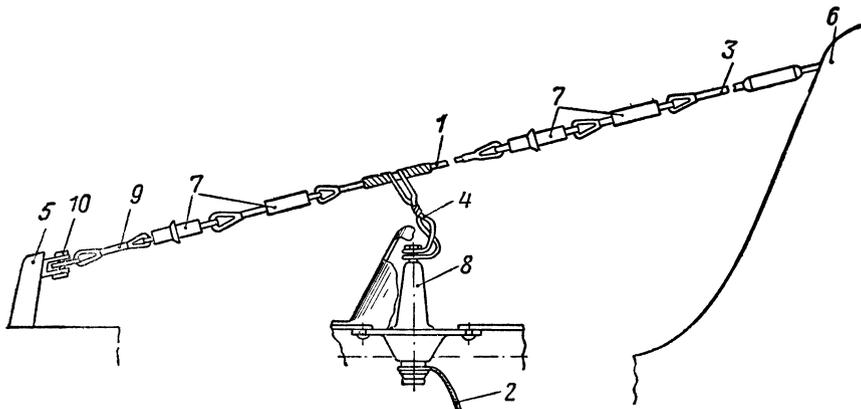
В лучевой антенне биметаллический трос 1 и снижение 4 образуют букву Г. Трос антенны 1 диаметром 2 мм натянут между мачтой 5, установленной над кабиной экипажа, и килем самолета 6.

Более детально лучевая антенна показана на фиг. 10.57. В антенне используются четыре подвесных изолятора 7 и один проходной изолятор 8. Передний подвесной изолятор соединяется с мачтой через биметаллический трос 9, серьгу и болтовое соединение 10. Задний подвесной изолятор переходит в стальной трос 3, который в киле прикрепляется к пружинному амортизатору, создающему натяжение антенны. Снижение 4 между лучом 1 и проходным изолятором 8 дублируется биметаллическим тросом и гибким проводом ПЩ-1,5. Внутри проходного изолятора имеется латунная шпилька, через которую снижение 4 соединяется с кабелем 2 типа РК-47. Кабель идет к прямо-передатчикам.

Почти вся аэродинамическая нагрузка на лучевую антенну сосредоточена в мачте 5, поэтому ее изготовляют из стали и прикрепляют к обшивке самолета 12-ю болтами. Несмотря на это, лучевая антенна может выйти из строя. На случай аварии к коротковолно-

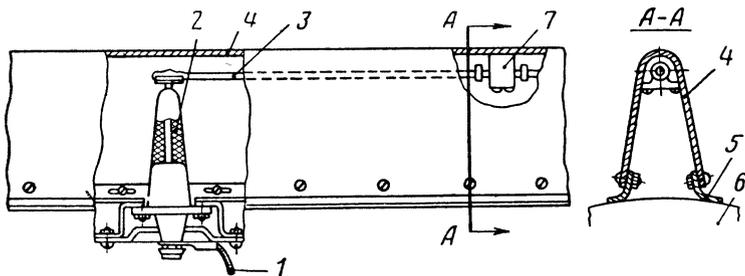
вым радиостанциям подключают *шлейфовую антенну* (фиг. 10.58). Работает она следующим образом.

Радиостанция через снижение 1 и латунную шпильку проходного изолятора 2 соединяется с посеребренной латунной трубкой 3 длиной 11 м, которая и является возбудителем антенны. Так как эта трубка расположена над обшивкой фюзеляжа, то в конструкцию



Фиг. 10.57. Лучевая антенна самолета Ил-18.

введен антенный обтекатель 4, изготовленный из стеклоткани. Обтекатель болтами соединен с угольниками 5, которые приклепаны к фюзеляжу 6. Между обтекателем и латунными трубками расположены специальные прижимы 7, фиксирующие трубки в определенном положении.

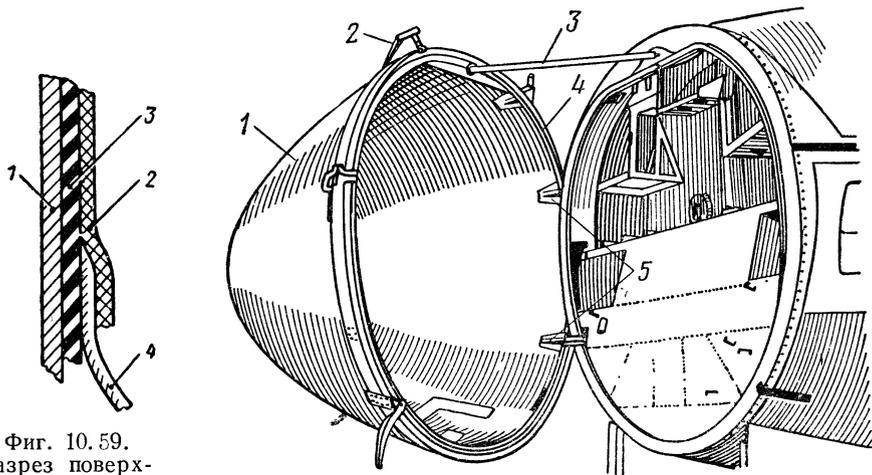


Фиг. 10.58. Емкостная шлейфовая антенна самолета Ил-18.

Ток, проходящий по трубкам, возбуждает колебания в металлическом корпусе самолета. Последний является основным излучателем электромагнитных волн, ибо один из линейных размеров самолета приблизительно равен половине рабочей длины волны станции. Корпус самолета, таким образом, образует резонансную излучающую систему. Между трубками 3 и корпусом самолета имеется емкостная связь, отсюда название устройства — емкостная шлейфовая антенна. Эта антенна менее эффективна, чем лучевая, но превосхо-

дит ее по надежности эксплуатации и малому аэродинамическому сопротивлению.

Поверхностная антенна представляет собой излучатель в виде латунной сетки 3, контуры которой показаны на фиг. 10.59. Максимальные размеры сетки по вертикали 290 мм, по горизонтали 610 мм. Эта сетка наклеена на внутреннюю поверхность стекло-тканевого обтекателя 1 киля самолета (фиг. 10.59). С другой стороны латунная сетка 3 защищена от коррозии легким слоем стекло-



Фиг. 10.59.
Разрез поверх-
ностной сетча-
той антенны са-
молета Ил-18.

Фиг. 10.60. Антенный обтекатель радиолокационной ан-
тенны самолета Ил-18.

ткани 2. Гибкими проводами 4 нижние концы сетки соединяются с высокочастотным разъемом, ведущим к УКВ радиостанции.

Несмотря на отсутствие согласующих устройств, коэффициент бегущей волны в фидере больше 0,4. Антенна поляризована вертикально. В горизонтальной плоскости излучение и прием практически ненаправленные. Большим достоинством антенны является отсутствие в ней выступающих частей.

На самолете Ил-18 установлен радиовысотомер РВ-2. В комплект высотомера входят две однотипные антенны: передающая 7 и приемная 8 антенны (фиг. 10.56), каждая из которых представляет собой полуволновый вибратор, показанный на фиг. 10.48. Вибраторы крепятся под стабилизаторами самолета на расстоянии, достаточном для ослабления взаимного влияния антенн. Металлическая поверхность стабилизаторов используется для отражения радиоволн, излучаемых и принимаемых вибраторами.

Антенное устройство радиолокационной станции самолета Ил-18 обеспечивает излучение и прием радиоволн с иглообразной или веерной диаграммами направленности. Сканирование (перемещение) луча антенны производится на 90° по азимуту и в определенных пределах по углу места. Антенна автоматически стабилизи-

руется в пространстве. Антенный обтекатель (фиг. 10.60), выполненный из стеклоткани, помещают в носовой части фюзеляжа. Обтекатель 1 закрывают четырьмя замками 2. Для герметизации в конструкцию введен уплотнительный профиль 4. При открывании обтекателя поворачивается относительно узлов 5. В открытом состоянии конус обтекателя фиксируется штангой 3.

§ 10. СУДОВЫЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ АНТЕННЫ

Антенны судовых радиолокационных станций имеют некоторые особенности.

1. Диаграммы направленности этих антенн узкие в горизонтальной плоскости и широкие в вертикальной. Первое необходимо для точного и раздельного определения координат надводных объектов, а второе — для того, чтобы качка судна не прерывала облучение объектов.

2. Диаграммы направленности судовых радиолокационных антенн должны иметь весьма низкий уровень боковых лепестков во избежание приема ложных сигналов, которые появляются при отражении от объектов, облучаемых боковыми лепестками диаграммы.

3. Антенна монтируется в отдельном блоке, который расположен несколько выше блока приемо-передатчика станции для обеспечения большой дальности действия станции, расширения зоны обзора и сокращения затененных секторов. Блок приемо-передатчика желательнее размещать в закрытом помещении под антенной.

4. Архитектура корабля не позволяет соединять блоки приемо-передатчика и антенны прямым волноводом. Следовательно, неизбежно деление волновода на секции, которые соединяют различными переходными элементами. В таких условиях особенно трудно избежать больших потерь в линии передачи.

5. Волноводную систему судовых антенн делают герметичной и наполняют сухим воздухом для предохранения ее от воды и влаги.

В качестве примера ознакомимся с антенным устройством судовой радиолокационной станции «Донец»¹. Антенна (фиг. 10.61) представляет собой параболический отражатель 1, который облучается небольшим параболическим рупором 2, возбуждаемым через прямоугольный волновод 3. Отраженные рефлектором волны не затеняются облучателем. Рефлектор вместе с облучателем вращается относительно корпуса 4 антенного блока со скоростью 14—16 об/мин. Корпус блока литой и имеет водозащитную конструкцию. Внутри корпуса находится привод антенны, состоящий из двигателя, червячного редуктора и пары зубчатых колес. Подвижная часть привода 5 соединяется с рефлектором через кронштейн 6 и ребро жесткости рефлектора 7. С противоположной стороны имеется другой кронштейн 8, на котором крепится рупорный облучатель.

¹ В. Г. Иванов, П. С. Давыдов, Л. А. Блайвес, П. М. Лось, Судовая радиолокационная станция «Донец», Изд. «Морской транспорт», 1961.

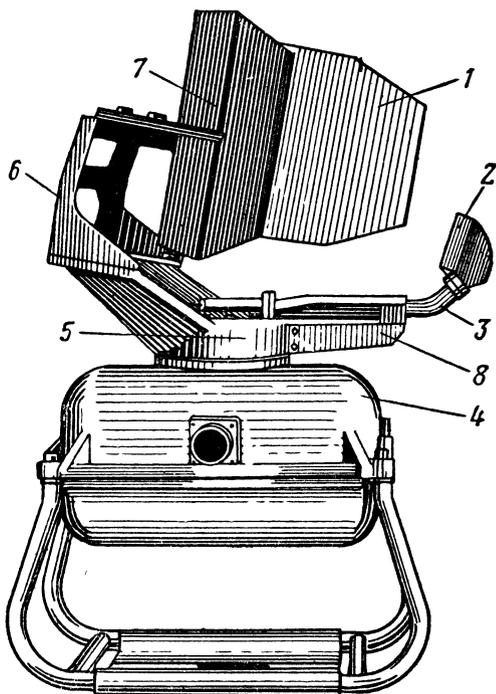
Ширина диаграммы направленности антенны при длине волны $\lambda=3,2$ см равна $1,6^\circ$ в горизонтальной плоскости и около 20° в вертикальной. Следовательно, горизонтальный размер рефлектора намного больше вертикального. Уровень боковых лепестков по крайней мере на 23—26 дБ (в 200—400 раз) ниже уровня главного максимума диаграммы направленности антенны.

Антенный переключатель станции (фиг. 10.62) содержит несколько секций. В одной из них находится щелевой мост ЩМ_1 и две ферритовые пластины Φ_1 и Φ_2 , намагничиваемые постоянным магнитом. Другая секция — фазосдвигающая (ФСС). Третья секция представляет щелевой мост ЩМ_2 , а четвертая содержит поглотитель. Кроме того, для приема используются разрядник защиты приемника типа РР-21, секция со щелевым мостом ЩМ_3 и смесительная камера с полупроводниковыми диодами D_1 и D_2 .

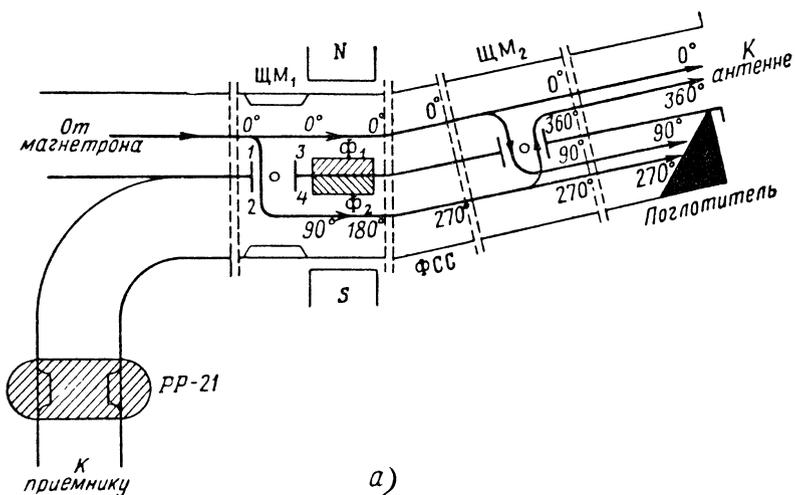
Щелевые мосты ЩМ_1 и ЩМ_2 являются разновидностью направленных ответвителей. Каждый мост состоит из четырех каналов 1, 2, 3, 4 и щели (фиг. 10.63). Каналы образованы двумя прямоугольными волноводами, которые примыкают друг

к другу одной из узких стенок, а щель прорезана в этой общей стенке волноводов. На участке щели расстояние между узкими стенками почти в 2 раза больше, чем в каналах, и превышает длину волны λ . Поэтому в щели распространяются волны TE_{01} и TE_{02} , а в каналах — только волна TE_{01} .

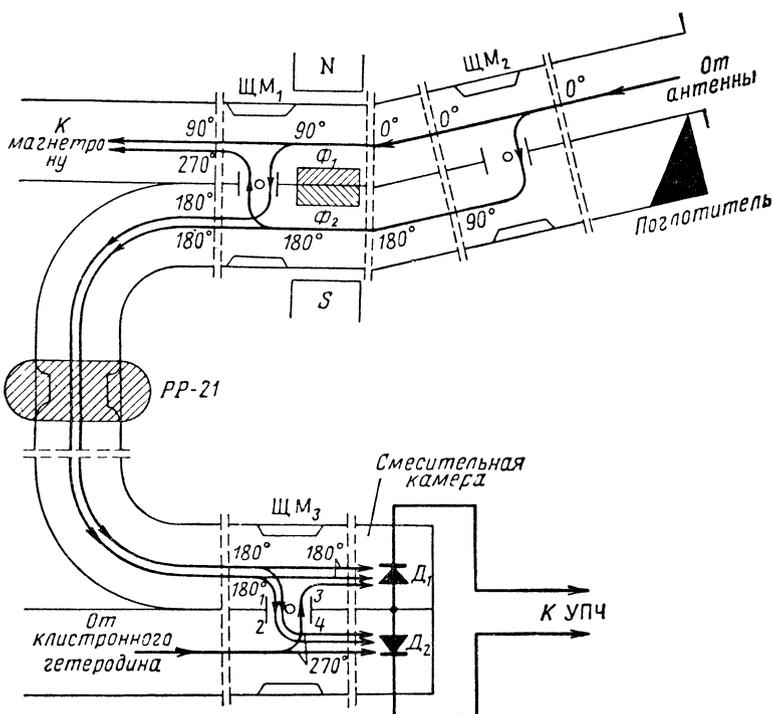
Согласно фиг. 10.63 электрические поля по сечению щели распределяются на уровне верхнего и нижнего каналов с одинаковой фазой при волне TE_{01} и обратной фазой при волне TE_{02} . Следовательно, если на выходе канала 1 обе волны синфазны при равной амплитуде напряженности электрического поля E_m (результатирующая амплитуда $E_{m1}=2E_m$), то в том же сечении канала 2 фаза этих полей обратная и результирующая амплитуда $E_{m2}=0$.



Фиг. 10.61. Антенна судовой радиолокационной станции «Донец».



а)



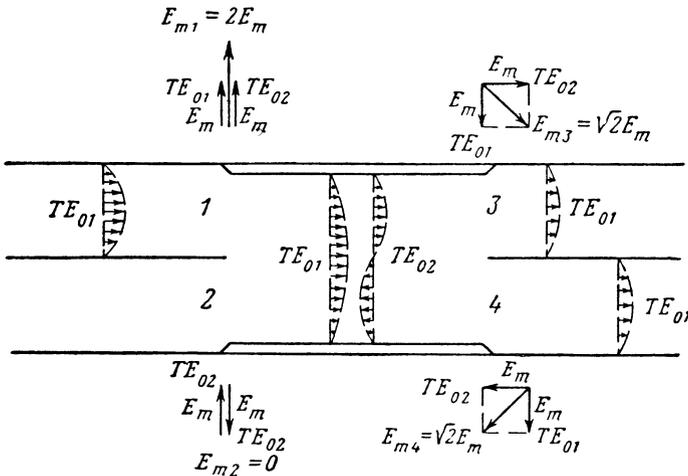
б)

Фиг. 10. 62. Принцип работы антенного переключателя станции «Донец». а—на передачу, б—на прием.

Для полей TE_{01} критическая длина волны $\lambda_{кр}=2b$, а для полей TE_{02} $\lambda_{кр}=b$. Соответственно фазовая скорость

$$v_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$$

при волне TE_{02} больше, чем при волне TE_{01} . В силу этого можно подобрать такие размеры щели, чтобы, скажем, по длине щели укладывалось $\lambda_{в}/2$ волны TE_{01} и $\frac{3}{4}\lambda_{в}$ волны TE_{02} . Тогда на векторных диаграммах, построенных для каналов 1 и 3, векторы E_m будут



Фиг. 10. 63. Схема волн щелевого моста.

повернуты на 180° для волны TE_{01} и на 270° для волны TE_{02} . Теперь строим векторную диаграмму для канала 4 на основании того, что у входа каналов 3 и 4 поля TE_{01} синфазны, а поля TE_{02} противофазны. Очевидно, что амплитуды результирующих полей каналов 3 и 4 равны $E_{m3}=E_{m4}=\sqrt{2}E_m$, а поскольку мощности пропорциональны квадрату напряженности поля, мощность входящей через канал 1 в мост, делится поровну в каналах 3 и 4 $\left[\left(\frac{2E_m}{\sqrt{2}E_m}\right)^2=2\right]$.

Существенно, что в канале 4 результирующее поле отстает по фазе на 90° относительно канала 3. Весьма незначительная часть мощности (менее 0,2%) просачивается в канал 2. Такое же разделение волн происходит при поступлении их со стороны любого канала, так как мост симметричен.

Ферритовые пластины используются в качестве фазовращателей. Пластины Φ_1 и Φ_2 (фиг. 10. 62) приклеены к противоположным сторонам общей узкой стенки волноводов. Постоянный маг-

нит создает в них поперечное магнитное поле. С этой точки зрения здесь много общего с ферритовыми разделителями, но в данном случае напряженность подмагничивающего поля не соответствует резонансу, а поэтому действие ферритов выражается не в различном поглощении прямой и обратной волн, а в создании различного сдвига по фазе этих волн.

Причина такого явления заключается в следующем. По разные стороны от продольной оси волновода вектор магнитного поля волны TE_{01} вращается в противоположные стороны (см. фиг. 10.40), и когда феррит Φ_1 влияет на данную волну, как на прямую, то феррит Φ_2 действует на нее, как на обратную. Для этих волн активная составляющая магнитной проницаемости имеет различную величину. Следовательно, фазовая скорость прямой и обратной волн в феррите различна. За счет этого волны, проходящие от магнетрона и приемника через феррит Φ_2 , отстают по фазе на 90° больше, чем волны того же направления, проходящие через феррит Φ_1 . Если же волны идут со стороны антенны и поглотителя, то, наоборот феррит Φ_1 вызывает большее на 90° отставание по фазе, чем феррит Φ_2 .

Фазосдвигающая секция создает дополнительное отставание фазы волны на 90° за счет того, что путь волны в нижнем (по фиг. 10.62) волноводе длиннее на $\lambda_B/4$, чем в верхнем.

Коэффициент $k_{б.в}$ кераграфитового поглотителя составляет не менее 0,9.

Теперь рассмотрим работу антенного переключателя во время передачи по фиг. 10.62, а, на которой показаны фазовые сдвиги волн, проходящих от магнетрона по верхнему и нижнему волноводам. Так как в верхнем волноводе волна передатчика не проходит по каналам щелевых мостов и оказывается под воздействием феррита Φ_1 , то относительную фазу этой волны будем считать нулевой вплоть до антенны. Другая половина мощности колебаний магнетрона попадает в антенну в результате прохождения волны через мост ЩМ_1 , в зоне действия феррита Φ_2 , через удлиненный канал фазосдвигающей секции ФСС и через мост ЩМ_2 . В каждом из этих элементов фаза волны дополнительно отстает на 90° , а так как суммарный сдвиг равен 360° , то колебания магнетрона, поступившие в антенну различными путями, совпадают по фазе и складываются. Наряду с этим возможна некоторая потеря мощности в поглотителе за счет волн, ответвившихся от верхнего волновода через мост ЩМ_2 и поступивших непосредственно от секции ФСС нижнего волновода. Так как первая волна отстала по фазе на 90° в мосте ЩМ_2 , а вторая волна имеет относительную фазу 270° , то они находятся в противофазе и теоретически в поглотителе не должна теряться мощность. Вследствие пробоя разрядника РР-21 и ограничения мощности, ответвляющейся через каналы 1—2 моста ЩМ_1 , приемник надежно защищен от импульсов передатчика.

Принятые антенной отраженные импульсы достигают смесительной камеры двумя путями (фиг. 10.62, б). На одном из них фаза волны отстает на 180° под влиянием феррита Φ_1 и моста ЩМ_1 , а на

другом пути фаза отстает на такой же угол благодаря мосту ЦМ_2 и фазосдвигающей секции ФСС. Следовательно, в смесительной камере принятые радиосигналы суммируются.

Смеситель выполнен по двухтактной схеме на полупроводниковых диодах D_1 и D_2 . К диодам, кроме сигнала, подаются колебания клистронного гетеродина, и для того, чтобы исключить взаимное влияние каналов сигнала и гетеродина, предусмотрен щелевой мост ЦМ_3 . Развязывающее действие его основано на том, что через каналы 1—2 и 2—1 моста просачивается весьма незначительная мощность.

По той же причине мост ЦМ_2 не пропускает принятые антенной радиоимпульсы в поглотитель. Эти импульсы не теряются также в магнетроне, так как они приходят к нему в противофазе: в одном канале фаза волны отстает только на 90° под влиянием феррита Φ_1 , а в другом канале — на 270° благодаря мосту ЦМ_2 , секции ФСС и мосту ЦМ_1 .

§ 11. АНТЕННЫ НАЗЕМНЫХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЙ

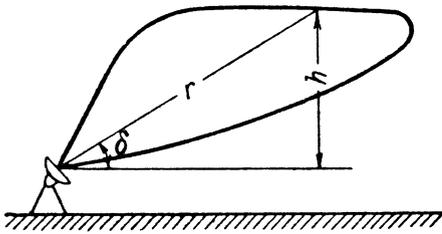
Среди наземных радиолокационных станций наиболее распространены станции обнаружения и орудийной наводки. Первые предназначены для обзора воздушного пространства с целью обнаружения воздушных объектов, а станции орудийной наводки — для сопровождения их с выдачей точных координат. Угловое сопровождение достигается применением параболических или линзовых антенн, имеющих иглообразную диаграмму направленности. Точность определения направления на объект повышается использованием конической системы обзора. Примером такой системы может служить конструкция, показанная на фиг. 9. 43.

Если обзор воздушного пространства производить игольчатым лучом, то время обзора будет слишком большим для обнаружения объектов и слежения за ними. В связи с этим на метровых волнах применяют многовибраторные антенны или антенны типа «волновой канал», которые в вертикальной плоскости имеют многолепестковую диаграмму. При такой форме диаграммы достаточно одного оборота антенны, чтобы полностью облучить большую зону пространства, но при этом точность определения угловых координат объекта получается низкой. Кроме того, велико влияние профиля земной поверхности и ее проводимости на излучение антенны.

В настоящее время более широко применяются станции обнаружения, работающие на сантиметровых волнах. Эти станции позволяют получить наиболее приемлемую форму диаграммы направленности для обзора воздушного пространства — вида «косеканс-квадрат» (фиг. 10. 64). Такие диаграммы имеют преимущество в том, что они обеспечивают одинаковую мощность сигнала на входе приемника при любой дальности объекта r в заданных пределах угла места δ и при заданной высоте объекта h .

Антенны наземных станций обнаружения имеют большие размеры. В связи с этим косекансные диаграммы в такого рода антен-

нах обычно получают не путем изменения профиля рефлектора, а иным способом. Параболический рефлектор облучается несколькими рупорами, расположенными в один ряд (фиг. 10.65).



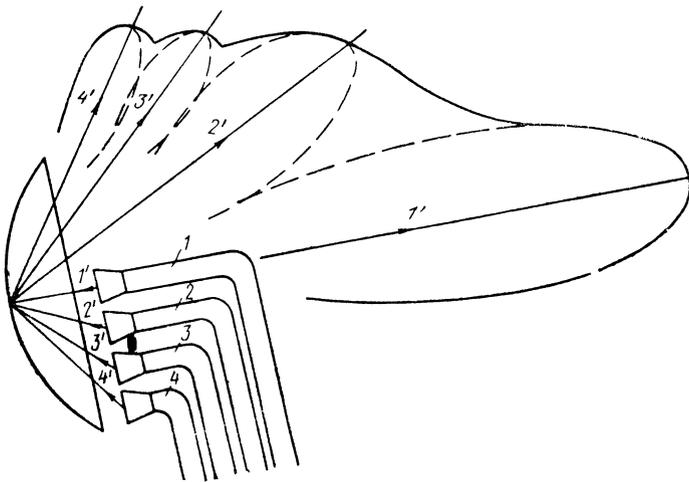
Фиг. 10.64. Диаграмма «косеканс-квадрат» радиолокационной станции обзора воздушного пространства.

того, чтобы результирующая диаграмма направленности антенны подчинялась закону

$$G = k \operatorname{cosec}^2 \delta.$$

В иностранной печати рассматриваются антенны станций сверхдальнего обнаружения, задачей которых является обнаружение

Рупор 1 находится в фокусе, а следовательно, ему соответствует диаграмма I' , близкая к оси рефлектора. Остальные рупоры (2, 3, 4) смещены из фокуса, и чем больше это смещение, тем больше отклонение диаграммы излучения ($2', 3', 4'$) от оси рефлектора. Распределяя соответствующим образом мощность между облучателями, можно добиться



Фиг. 10.65. Получение диаграммы «косеканс-квадрат» в станции обзора воздушного пространства.

ракет на расстоянии до 5000 км *. Для того чтобы избежать значительного поглощения радиоволн в атмосфере, станции работают на волнах, близких к 1 м. Вместе с тем для обнаружения весьма слабых сигналов, отраженных от ракет, приходится до предела увели-

* Electronics and Communications, 1961. IX. N 9.

чивать мощность передатчика, чувствительность приемника и коэффициент усиления антенны. Последнее может быть достигнуто применением антенн очень больших размеров, например параболюидов вращения диаметром примерно 100 м. Вращать такие антенны чрезвычайно трудно. Приходится прибегать к другим способам управления диаграммой направленности. Наиболее приемлемым оказалось применение подвижного облучателя или ряда переключаемых облучателей при неподвижном, жестко закрепленном рефлекторе или линзе.

Немаловажным элементом современных станций воздушного обзора является антенный обтекатель. Имеется несколько причин, по которым антенные обтекатели вводят в современные наземные станции: увеличение размеров антенн связано с повышением сопротивления воздушным потокам; в ряде районов, например в Арктике, велика опасность обледенения антенн; кроме того, в открытых антеннах сказывается влияние метеорологических условий на электрические параметры антенны.

Для устранения этих явлений разработаны различные конструкции антенных обтекателей. Представляют интерес колпаки сферической формы, изготовленные за рубежом из нейлоновых и дакроновых нитей. Колпаки находятся под давлением, несколько большим 1 ат, что делает их упругими и повышает его сопротивление ветровой нагрузке. Для линий тропосферного распространения УКВ в качестве параболического рефлектора предложено использовать внутреннюю поверхность колпаков, изготовленных из стекловолокна, покрытого винилом. Часть поверхности надувной антенны металлизирована алюминиевой фольгой, которая приклеивается к внутренней оболочке колпака. В иностранной печати имеются сообщения об эксплуатации антенн такой конструкции с диаметром, достигающим 15 м.

Глава XI

ТЕХНИКА АНТЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Впервые с антенными измерениями столкнулся изобретатель радио А. С. Попов при исследовании влияния такелажа судна на емкость и работу судовых антенн. В связи с этим А. С. Попов разработал специальный прибор для определения малых емкостей.

К числу первых исследований по измерениям в длинноволновых антеннах относятся работы М. В. Шулейкина. По мере развития техники антенных устройств совершенствовались методы антенных измерений. Большое практическое значение приобрел способ определения входного сопротивления антенны и полного сопротивления линии передачи, предложенный В. В. Татариновым. Этот способ значительно упростился благодаря применению круговых диаграмм В. Р. Вольперта.

Развитие радиолокации способствовало повышению роли антенных измерений в диапазоне ультракоротких волн. Здесь следует отметить работы М. С. Неймана, А. А. Пистолькорса, С. И. Надененко.

В процессе настройки и испытаний антенных устройств приходится снимать диаграммы направленности антенны, измерять такие величины, как частоту и мощность колебаний в антенне, ее полное сопротивление, коэффициент стоячей волны в антенном фидере, коэффициенты направленного действия и усиления антенны.

Настоящая глава посвящена методике измерений перечисленных параметров антенно-фидерных устройств и обзору аппаратуры, применяемой для этой цели. При этом преимущественно рассматриваются антенные измерения в диапазоне ультракоротких волн.

§ 1. ИЗМЕРЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ И ТОКА В ФИДЕРАХ И АНТЕННАХ

Измерения напряжения в антенно-фидерных устройствах связаны с трудностями, которые возрастают по мере увеличения частоты, особенно в диапазоне УКВ.

Как известно, одним из качественных показателей вольтметра является его входное сопротивление. Оно должно быть по возможности большим, чтобы вольтметр в наименьшей степени шунтировал цепь, в которой производятся измерения. Кроме того, входное

сопротивление высокочастотного вольтметра должно быть чисто активным. В противном случае при включении вольтметра происходит расстройка измеряемой цепи.

Качество ламповых вольтметров значительно ухудшается при переходе от измерений в цепях низких радиочастот к измерениям в цепях УКВ, так как в диапазоне УКВ входное сопротивление прибора резко уменьшается вследствие соизмеримости времени пролета электронов в лампе и периода колебаний, а также из-за влияния индуктивности катодного ввода. Кроме того, наличие междуэлектродных емкостей и индуктивностей вводов определяет большую величину реактивной составляющей входной проводимости прибора.

Этих недостатков в значительной мере лишен вольтметр в виде измерительного шлейфа (фиг. 11.1), предложенный С. И. Надененко. Четвертьволновый двухпроводный шлейф с одного конца подключается к антенному фидеру, а с другого замкнут на миллиамперметр термоэлектрической системы. Так как сопротивление миллиамперметра мало, то с некоторым приближением шлейф можно рассматривать как короткозамкнутую четвертьволновую линию.

В таком шлейфе, очевидно, устанавливаются стоячие волны, причем между напряжением U в месте подключения шлейфа к фидеру и током I миллиамперметра существует зависимость

$$I = \frac{U}{\rho_{шл}},$$

где $\rho_{шл}$ — волновое сопротивление шлейфа.

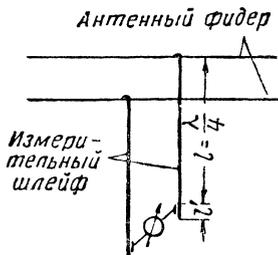
Следовательно, имеется прямая пропорциональность между напряжением на фидере и током, проходящим через миллиамперметр. Поэтому шкала прибора может быть непосредственно проградуирована в единицах напряжения на фидере.

В соответствии со свойствами четвертьволновой короткозамкнутой линии входное сопротивление измерительного шлейфа имеет большую величину. Это положение тем ближе к истине, чем меньше сопротивление миллиамперметра и меньше затухание в шлейфе:

$$\beta = \frac{R_{1шл}}{2\rho_{шл}},$$

где $R_{1шл}$ — погонное активное сопротивление шлейфа.

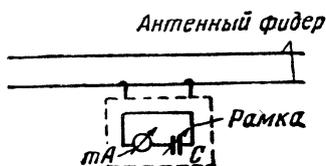
Исходя из данной формулы, можно сделать вывод, что в целях увеличения входного сопротивления прибора волновое сопротивление шлейфа следует увеличивать. С другой стороны, согласно формуле $I = \frac{U}{\rho_{шл}}$ чувствительность вольтметра возрастает по мере уменьшения $\rho_{шл}$. Обычно волновое сопротивление шлейфа равно или



Фиг. 11.1. Измерение напряжения на фидере при помощи шлейфа.

близко к волновому сопротивлению фидера, на котором измеряется напряжение.

Конструктивно измерительный шлейф оформляют так, что можно его перемещать относительно фидера и миллиамперметр — относительно шлейфа. Это достигается тем, что провода шлейфа у места подключения к фидеру загибают в форме крючков, а миллиамперметр монтируют на подвижном короткозамыкателе. Последний при измерениях должен занимать такое положение, при котором миллиамперметр дает минимальные показания. В таких условиях входное сопротивление шлейфа максимально, что соответствует активной длине шлейфа $l \approx \frac{\lambda}{4}$.



Фиг. 11.2. Измерение тока в проводе при помощи рамочной антенны и миллиамперметра.

Следует иметь в виду, что длина остальной, разомкнутой части шлейфа l' не должна быть близкой к $\lambda/4$ во избежание чрезмерного шунтирования прибора входным сопротивлением разомкнутой линии, которое в данном случае близко к нулю. Это обстоятельство ограничивает рабочий диапазон волн измерительного шлейфа.

Ток в антенне и фидере измеряют приборами термоэлектрической системы и значительно реже — приборами тепловой системы.

При измерении тока в заземленной антенне амперметр включают между зажимом «земля» и элементом связи антенны с выходом передатчика. При таком включении амперметр находится под нулевым напряжением, благодаря чему высокочастотный ток антенны в минимальной степени ответвляется через емкость прибора относительно земли.

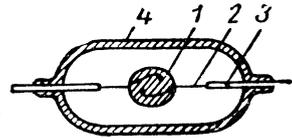
Если требуется установить, как распределен ток вдоль какого-нибудь провода антенного устройства, используют схему, в которой термоэлектрический амперметр включен последовательно с небольшой рамкой, расположенной параллельно данному проводу (фиг. 11.2). Э. д. с., индуцируемая в рамке, а следовательно, и ток в миллиамперметре прямо пропорциональны измеряемому току в проводе. Для увеличения чувствительности прибора цепь рамки настраивают в резонанс на рабочую волну при помощи конденсатора переменной емкости C .

Все эти элементы располагают в небольшой коробке из диэлектрика, которую при помощи крючков можно передвигать вдоль провода. Для того чтобы показания прибора более точно соответствовали току в данном сечении провода, длина рамки должна быть в сотни раз меньше длины волны.

§ 2. ИЗМЕРЕНИЕ МОЩНОСТИ В АНТЕННО-ФИДЕРНЫХ УСТРОЙСТВАХ

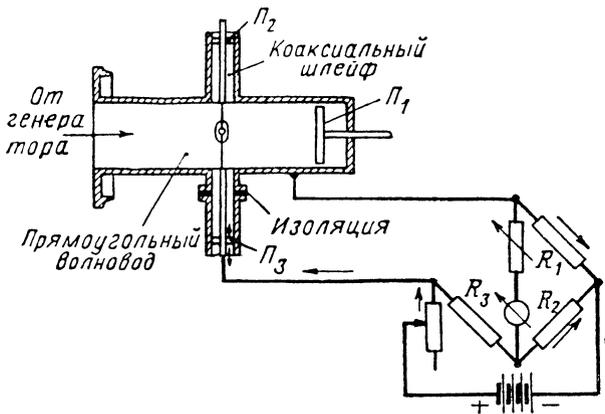
В цепях сантиметровых волн распределение напряжения и тока имеет сложный характер. В связи с этим на сантиметровых волнах мощность колебаний нельзя измерить по напряжению и току. Остановимся на широко распространенном способе измерения мощности колебаний сверхвысоких частот термистором.

Основным элементом термистора (фиг. 11.3) является сопротивление в форме бусинки или диска, изготовленное из полупроводникового материала (окислов металлов). Бусинка 1 прикреплена к платиново-иридиевой проволоке 2 (диаметром 0,02—0,03 мм), которая соединяется с вольфрамово-никелевыми проводами 3 (диаметром 0,75 мм), впаянными в стеклянный баллон 4. Термистор помещают в волновод или коаксиальную линию так, что проходящая по линии передатчи энергия сверхвысоких частот выделяется в бусинке и этим вызывает изменение сопротивления термистора.



Фиг. 11.3. Термистор.

Термистор включен в плечо моста постоянного тока или переменного тока звуковой частоты. При изменении его сопротивления баланс моста нарушается. Благодаря этому о мощности высоко-



Фиг. 11.4. Схема измерения мощности при помощи термистора.

частотных колебаний в линии передачи можно судить по показаниям измерительного прибора, включенного в диагональ моста, или по величине сопротивлений R_1 , R_2 , R_3 , соответствующих нулевому току в той же диагонали.

На фиг. 11.4 дан эскиз термисторной секции прямоугольного волновода, возбуждаемого на волне TE_{01} . Эта секция представляет собой совокупность волновода и коаксиальной линии. В разрыв внутреннего провода коаксиальной линии включен термистор. Коаксиальная линия проходит параллельно узким стенкам волно-

вода и пересекает его в середине широкой стенки. При таком расположении выводные провода термистора параллельны линиям электрического поля и находятся в области его максимальной напряженности.

Для того чтобы в бусинке термистора выделялась максимальная мощность и термистор не создавал отражений в волноводе, необходимо принять меры по согласованию сопротивлений. В простейшем случае эта задача разрешается, как в аналогичной конструкции, показанной на фиг. 8.19, в, т. е. при помощи поршня Π_1 , находящегося в волноводе, регулируют величину активной составляющей входной проводимости в месте расположения термистора, а поршнем Π_2 , изменяющим длину короткозамкнутого коаксиального шлейфа, регулируют реактивную составляющую той же проводимости.

Этого недостаточно для качественного согласования системы в полосе частот. Опытные и теоретические исследования, проведенные при помощи круговых диаграмм, показали, что для хорошего согласования сопротивлений в полосе частот необходим дополнительный, третий элемент настройки, каким является винт для перемещения бусинки термистора вдоль оси коаксиального шлейфа или третий поршень этого шлейфа. Поршни Π_2 , Π_3 передвигаются не только относительно внешнего провода коаксиального шлейфа, но и относительно выводного провода термистора. Благодаря этому изменение длины шлейфа не влияет на положение бусинки термистора.

Нижняя часть шлейфа изолирована по постоянному току от волновода. Этим исключается короткое замыкание термисторного плеча мостовой схемы через внешний провод коаксиальной линии и волновод.

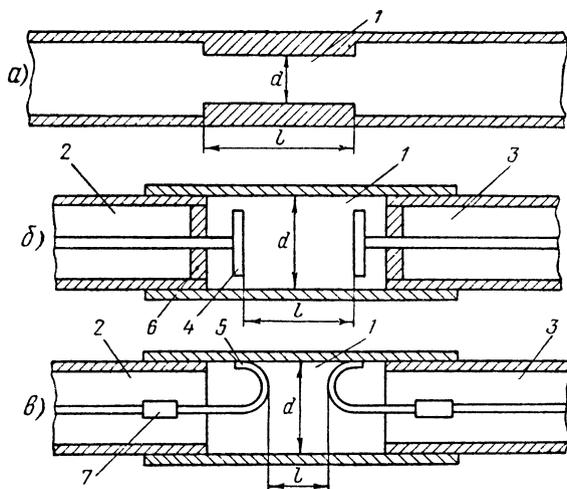
Термисторы рассчитаны на измерение малых мощностей порядка микроватт-милливатт. Пределы измерения прибора могут быть значительно расширены при помощи *аттенюаторов* — устройств, предназначенных для уменьшения мощности, поступающей от генератора высокой частоты к нагрузке, в данном случае — к термистору.

Аттенюаторы по принципу действия делятся на предельные и поглощающие. Кроме того, различают фиксированные аттенюаторы, создающие постоянное ослабление, и переменные аттенюаторы, позволяющие регулировать вносимое ослабление.

Предельный аттенюатор представляет собой отрезок круглого волновода l (фиг. 11.5), диаметр которого d достаточно мал, чтобы критическая длина волны этого отрезка была меньше рабочей длины волны. Поступающие на вход аттенюатора колебания затухают в нем по экспоненциальному закону. Характерно, что это затухание обусловлено не потерями энергии, а отражением волн. Следовательно, входное и выходное сопротивление аттенюатора имеет реактивный характер.

Подбором длины l фиксированного аттенюатора (фиг. 11.5, а) можно добиться взаимной компенсации отражений от начала и кон-

ца аттенюаторного участка. В переменных аттенюаторах такой возможности нет. Ввод и вывод энергии в этих аттенюаторах производится посредством коаксиальных линий 2, 3, внутренний провод которых кончается диском 4 (фиг. 11.5, б) или петлей связи 5 (фиг. 11.5, в). Линия 2 зафиксирована, а линию 3 можно перемещать в осевом направлении при помощи микрометрического винта. Этим регулируется длина аттенюатора и вносимое им затухание. Дискковый вывод возбуждает волну TM_{01} , а петля связи — волну TE_{11} . В первой конструкции для согласования введены диэлектрические шайбы 6, а во второй — активные сопротивления 7.



Фиг. 11.5. Предельные аттенюаторы.
 а—фиксированный, б—переменный на волне TM_{01} , в—переменный на волне TE_{11} .

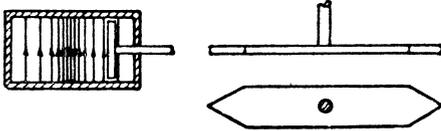
Поглощающие аттенюаторы работают на принципе поглощения энергии определенными веществами, которые вводятся в волновод при помощи диэлектрических пластин. В качестве примера рассмотрим переменный аттенюатор, предназначенный для получения регулируемого затухания волны TE_{01} в прямоугольном волноводе (фиг. 11.6).

Аттенюатор конструктивно оформляется в виде отдельной волноводной секции (фиг. 11.7). Основным элементом аттенюатора является плоская пластина 1, изготовленная из диэлектрика (стекла, фарфора), покрытого тонким слоем углерода. Пластина расположена внутри волновода параллельно его узкой стенке, а соответственно и электрическим силовым линиям. В середине пластины через шток 2 скреплена с кулачковым механизмом 3, который преобразует вращение рукоятки аттенюатора в поступательное движение пластины. По мере перемещения от узкой стенки волновода к середине его широкой стенки пластина оказывается в электрическом поле с большей напряженностью, в результате чего увеличивается затухание, вносимое аттенюатором. Последний не должен

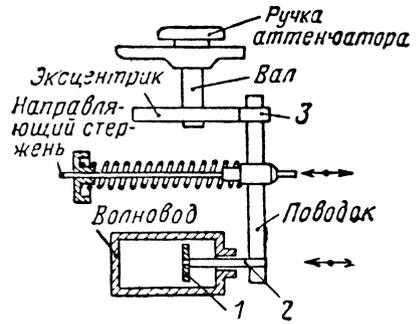
вносить рассогласование в линию передачи. В целях уменьшения отражений от аттенюатора пластины его срезают на концах под определенным углом, как показано на фиг. 11. 6.

Аттенюатор описанной конструкции имеет пределы изменения затухания от 0 до 40 дб.

Попутно отметим, что при антенных измерениях широко применяются оконечные нагрузочные

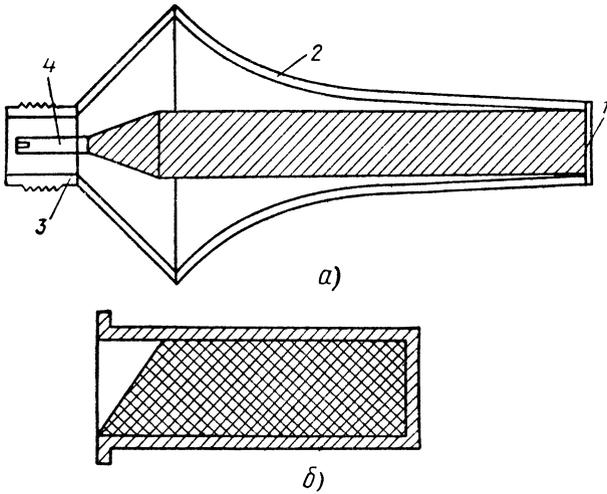


Фиг. 11. 6. Волноводный аттенюатор.



Фиг. 11. 7. Эскиз аттенюаторной секции волновода.

сопротивления (эквиваленты антенны). Они отличаются от рассмотренных аттенюаторов тем, что включаются только в конце линии передачи и предназначены для полного поглощения поступающей к ним мощности. Поэтому оконечные нагрузочные сопротивле-



Фиг. 11. 8. Оконечные нагрузочные сопротивления.

а—для коаксиальной линии, б—для волновода.

ния должны иметь чисто активный характер и по величине быть равными выходному сопротивлению того элемента, от которого питается данная нагрузка.

Оконечные сопротивления могут быть поверхностными или объемными. Поверхностным сопротивлением служит графитовая

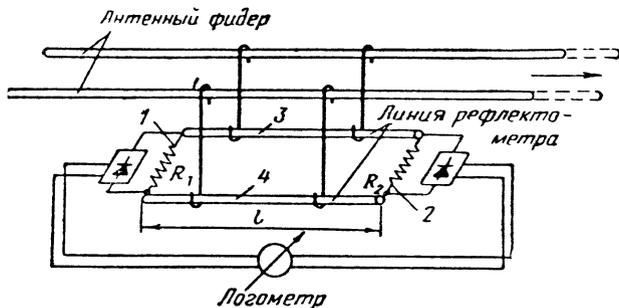
смесь, которая наносится на керамическое основание. На фиг. 11.8, *a* это сопротивление 1 соединяется через экран 2 с наружным проводом 3 , а другим концом 4 — с внутренним проводом коаксиальной линии. Профиль экрана изменяется по экспоненциальному закону для полного согласования сопротивлений. В волноводных линиях поверхностные нагрузочные сопротивления имеют вид тонких пластинок, расположенных параллельно электрическим силовым линиям в конце волновода.

Объемные сопротивления заполняют пространство между проводами коаксиальной линии или между стенками волновода. Материалом для заполнения служат сухая древесина, смесь кремния с графитом и др. Для того чтобы избежать отражения от оконечной нагрузки, ей придают клинообразную форму (фиг. 11.8, *b*). Стандартные эквиваленты антенны, как и аттенюаторы, оформляются в виде отдельной секции коаксиальной линии или волновода.

§ 3. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ ПРИ ПОМОЩИ РЕФЛЕКТОМЕТРА И ВОЛНОВОДНОГО МОСТА

Контроль режима бегущих волн в антенном фидере осуществляется при помощи *рефлектометра*, разработанного А. А. Пистолькорсом и М. С. Нейманом.

На фиг. 11.9 показана схема рефлектометра, предназначенного для измерения $k_{с.в}$ в двухпроводном фидере. Рефлектометр со-



Фиг. 11.9. Схема фидерного рефлектометра.

стоит из отрезка двухпроводной линии длиной l , слабо связанной с фидером, и двух сопротивлений R_1 и R_2 , каждое из которых равно волновому сопротивлению линии $\rho_{л}$.

Предположим, что в антенном фидере имеется только бегущая волна, направленная от генератора к нагрузке, а в линии рефлектометра нет потерь. Так как электрические силовые линии фидера расположены параллельно сторонам $1, 2$ и перпендикулярны двум другим сторонам $3, 4$ двухпроводной линии, то ток антенного фидера индуцирует э. д. с. только в сторонах линии $1, 2$.

Если в стороне 1 индуцируется э. д. с. U_1 , то в стороне 2 индуцируется э. д. с.

$$U_2 = U_1 e^{-\alpha l},$$

где α — фазовая постоянная.

Для того чтобы определить ток в проводе 1, следует пересчитать э. д. с. U_2 из провода 2 в провод 1. За время движения волны по линии рефлектометра фаза э. д. с. отстает на угол αl , а поэтому пересчитанная э. д. с.

$$U_2' = U_2 e^{-\alpha l} = U_1 e^{-2\alpha l}.$$

Сопrotивление всей цепи равно $2\rho_{\text{л}}$, так как оно складывается из сопротивления $R_1 = \rho_{\text{л}}$ и входного сопротивления линии, замкнутой на $R_2 = \rho_{\text{л}}$, которое также равно $\rho_{\text{л}}$. Учитывая к тому же, что э. д. с. U_2 и U_2' направлены навстречу друг другу, находим величину тока в проводе 1:

$$I_1 = \frac{U_1 - U_2'}{2\rho_{\text{л}}} = \frac{U_1}{2\rho_{\text{л}}} (1 - e^{-2\alpha l}).$$

Ток I_2 в проводе 2 определяем исходя из того, что в данном случае имеется собственная э. д. с. $U_2 = U_1 e^{-\alpha l}$ и пересчитанная из провода 1 в провод 2 э. д. с. $U_1' = U_1 e^{-\alpha l}$, которые действуют навстречу друг другу при том же общем сопротивлении цепи. Следовательно,

$$I_2 = \frac{U_2 - U_1'}{2\rho_{\text{л}}} = 0.$$

Таким образом, через сопротивление R_1 проходит ток I_1 , который прямо пропорционален току падающей волны в фидере, а в сопротивлении R_2 падающая волна не вызывает тока. Аналогично можно доказать, что отраженная волна не возбуждает ток в R_1 , но вызывает ток в R_2 , который прямо пропорционален току отраженной волны в фидере.

Следовательно, модуль коэффициента отражения

$$p = \frac{I_2}{I_1},$$

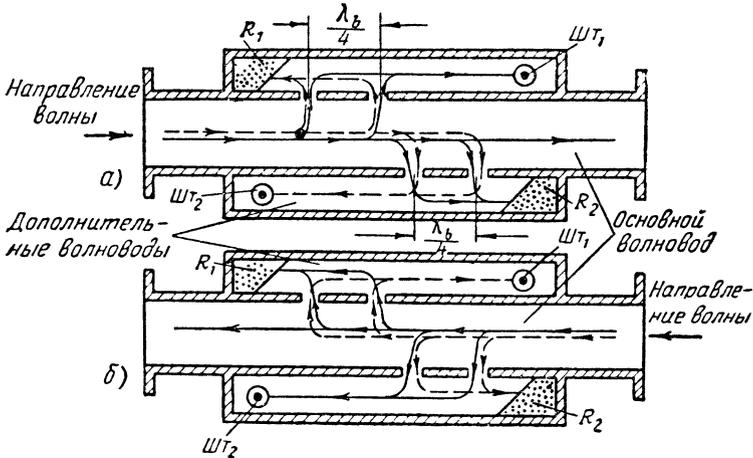
а коэффициент стоячей волны

$$k_{\text{с.в.}} = \frac{1+p}{1-p}.$$

В применяемых на практике рефлектометрах вместо миллиамперметров, измеряющих токи I_1 и I_2 , используют один прибор типа логометра, на обмотки которого подаются напряжения, выпрямленные после снятия с сопротивлений R_1 и R_2 . Показания логометра прямо пропорциональны отношению токов $\frac{I_2}{I_1} = p$. Благодаря этому шкалу рефлектометра можно проградуировать непосредственно в единицах $k_{\text{с.в.}}$ или $k_{\text{б.в.}}$.

Волноводный рефлектометр представляет совокупность двух направленных ответвителей, которые в данном случае предназначены для того, чтобы к каждому из двух имеющихся индикаторов мощности подводить энергию волн, движущихся по основному волноводу только в одном направлении.

Принцип действия волноводного рефлектометра поясняется фиг. 11.10. К узким стенкам основного волновода примыкают два дополнительных волновода, каждый из которых связан с основным волноводом через две щели, отстоящие друг от друга на четверть волноводной длины волны. В дополнительных волноводах по одну



Фиг. 11.10. Волноводный рефлектометр.

сторону от щелей расположены штыри ШТ₁ и ШТ₂, являющиеся продолжением внутренних проводов коаксиальных линий, идущих от измерительных приборов индикатора мощности. С другой стороны от щелей расположены поглощающие сопротивления

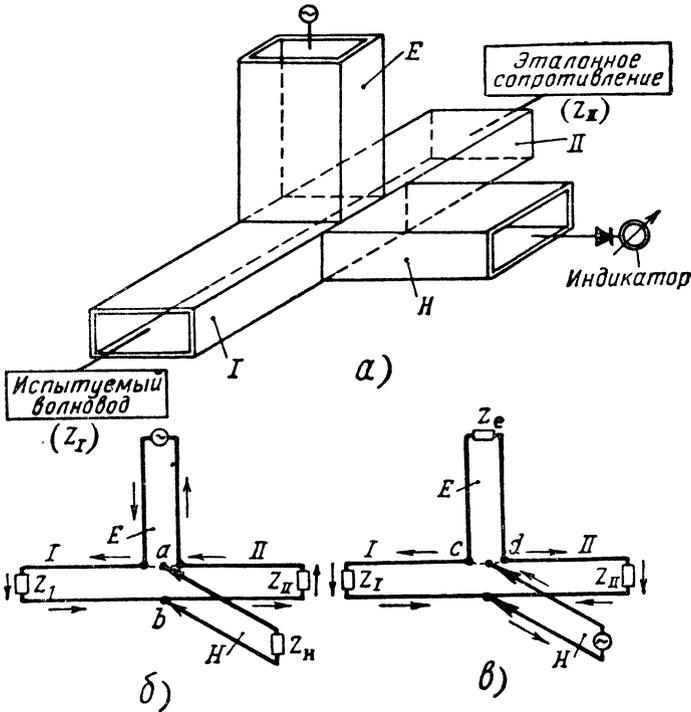
$$R_1 = R_2 = \rho'_b,$$

где ρ'_b — волновое сопротивление волновода.

Волны, движущиеся по основному волноводу слева направо (фиг. 11.10, а), проходят через щели к штырю ШТ₁ и к сопротивлению R_2 равные пути (сплошные линии), а к штырю ШТ₂ и сопротивлению R_1 (пунктирные линии) с разностью хода волн $\lambda_b/2$, т. е. в противофазе. Если учесть, что сопротивление R_2 (как и R_1) согласовано с волноводом и не вызывает отражения энергии, то можно сделать вывод, что энергия волн, движущихся слева направо, поступает только в индикатор, соединенный со штырем ШТ₁. Аналогично доказывается, что волны, движущиеся по основному волноводу справа налево (фиг. 10.74, б), фиксируются только индикатором, связанным со штырем ШТ₂. Таким образом, в волноводном рефлектометре, как и в двухпроводном фидере, имеется возможность определить $k_{св}$ по принципу рефлектометра.

Следует заметить, что этим не ограничивается область применения направленных ответвлений: они широко используются для расширения пределов измерения ваттметров сверхвысоких частот, для контроля согласования высокочастотных цепей, для измерения проходящей мощности и т. д.

Волноводный мост. Точно измерить $k_{с.в}$ можно при помощи волноводного моста, состоящего из четырех плеч I, II, E, H



Фиг. 11.11. Волноводный мост.

(фиг. 11.11, а). При измерении $k_{с.в}$ к плечу I подключают испытуемый волновод, к плечу II — эталонное сопротивление, равное волновому сопротивлению волновода $\rho'_в$, к плечу E подводят колебания от генератора СВЧ и на выходе плеча H включают детектор с индикатором $k_{с.в}$.

Если входное сопротивление испытуемого волновода равно волновому сопротивлению $\rho'_в$, т. е. в волноводе отсутствуют стоячие волны, то на детектор не поступают колебания СВЧ и стрелка индикатора не дает отклонения. Это обусловлено весьма важным свойством волноводного моста: колебания, подводимые к плечу E , не поступают в плечо H , а колебания из плеча H не поступают в плечо E , если плечи моста I, II симметричны и согласованы с их нагрузкой Z_I, Z_{II} .

Для того чтобы убедиться в указанном свойстве волноводного моста, изобразим его эквивалентную схему с учетом того, что Т-образное соединение типа E равнозначно последовательному включению, а Т-образное соединение типа H — параллельному включению сочленяемых отрезков линии передачи. Тогда, судя по фиг. 11.11, b , можно сказать, что напряжение, подведенное к плечу E , вызывает на нагрузочных сопротивлениях Z_I, Z_{II} численно равные, но противоположные по фазе колебания, а в плечо H колебания не поступают (между точками a, b отсутствует разность потенциалов). Согласно фиг. 11.11, $в$ напряжение, подведенное к плечу H , вызывает равные по величине и по фазе колебания на нагрузочных сопротивлениях Z_I, Z_{II} и не вызывает колебаний в плече E (разность потенциалов между точками c, d равна нулю). Если же в испытуемом волноводе не соблюдается согласование ($Z_{вх} \neq P_{в}$), то симметрия плеч I, II нарушается и колебания СВЧ из плеча E поступают в плечо H . Очевидно, чем больше $k_{с.в}$ в испытуемом волноводе, тем больше нарушается симметрия схемы и тем выше должны быть показания индикатора, включенного в цепь детектора.

Для получения высокой точности измерения необходимо обеспечить высокую точность изготовления моста и согласования Т-образных соединений. В данном случае можно ограничиться согласованием плеч E и H при помощи диафрагмы или настроечного винта (а иногда и обоих элементов вместе), расположенных вблизи от Т-образного соединения.

Весьма ценным свойством волноводного моста является отсутствие сколько-нибудь значительной связи между плечами E и H (равно как и между плечами I, II), благодаря чему применение моста позволяет согласовать волноводную линию с большой степенью точности за сравнительно короткий промежуток времени.

§ 4. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ ПРИ ПОМОЩИ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ЛИНИИ

В большинстве случаев $k_{с.в}$ измеряют при помощи измерительной линии. *Измерительной линией* называется устройство, позволяющее установить изменение вдоль линии передачи интенсивности распространяемых по ней электромагнитных волн. Измерительная линия (фиг. 11.12) содержит следующие основные элементы: отрезок жесткой коаксиальной линии или волновода, который включается последовательно с основной линией и имеет продольную щель; элемент связи с полем измерительной линии, каким обычно является зонд, погружаемый на небольшую глубину в измерительную линию; индикатор поля, измеряющий напряжение или мощность, выделяемые на элементе связи; индикатором напряжения служит детектор и микроамперметр, а индикатором мощности может быть, в частности, прибор термисторного типа; каретку, предназначенную для перемещения индикаторной головки с зондом вдоль щели; перемещение каретки в линиях, работающих на дециметровых и метровых волнах, обычно производится от руки, а на

сантиметровых волнах — при помощи передаточного механизма; колебательный контур, включенный между зондом и детектором с целью увеличения чувствительности прибора (имеются такие конструкции измерительных линий, в которых отсутствует такого рода контур).

К измерительным линиям предъявляются следующие требования:

точность измерений при помощи линии должна быть по возможности высокой;

измерительная линия не должна вносить дополнительного расогласования в основную линию передачи; для этого ее волновое сопротивление должно быть равным волновому сопротивлению линии передачи;

вес и габариты измерительной линии должны быть минимальными;

диапазон волн, в пределах которого работает измерительная линия, желательно иметь большим;

потери, вносимые измерительной линией, должны быть минимальными;

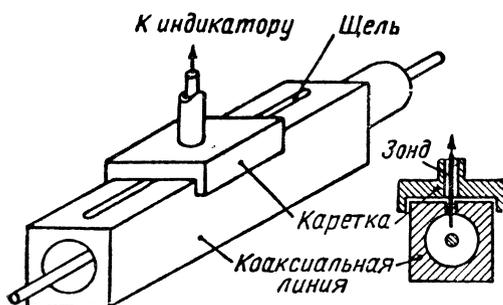
отсчет показаний измерительной линии должен быть удобным;

измерительная линия должна быть механически прочной и давать устойчивые показания; для этого поверхность измерительной линии, по которой движется каретка, и соответствующая поверхность каретки тщательно обрабатываются; сама измерительная линия изготавливается достаточно массивной и не допускаются люфты в механизме перемещения зонда.

Рассмотрим элементы схемы и конструкции коаксиальной и волноводной измерительных линий.

Коаксиальная измерительная линия, изображенная на фиг. 11.13, с одного конца 1 соединяется с испытуемой линией передачи, а с другого конца 2 с генератором высокочастотных колебаний. Изолирующие шайбы 3 предназначены для фиксации взаимного расположения внутреннего и внешнего проводов коаксиальной линии. На участках расположения изолирующих шайб внутренний провод имеет меньший диаметр по сравнению с остальной частью линии. Это позволяет компенсировать уменьшение волнового сопротивления коаксиальной линии, обусловленное тем, что изолирующие шайбы имеют большую диэлектрическую проницаемость, чем воздух.

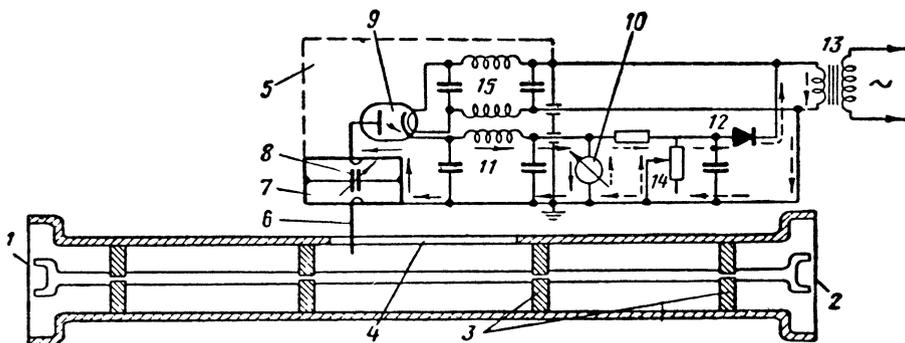
На некотором участке измерительной линии прорезана узкая продольная щель 4, вдоль которой перемещается измерительная головка 5 с зондом 6. Так как в коаксиальной линии, по которой распространяется волна ТЕМ, существует только продольный ток,



Фиг. 11.12 Эскиз измерительной линии.

то через щель 4 не происходит излучения во внешнее пространство. В схему измерительной головки входит колебательный контур в виде цилиндрического объемного резонатора 7, настраиваемый дополнительным конденсатором переменной емкости 8, и диодный детектор 9.

Напряжение, индуцируемое полем измерительной линии в зонде, вводится в резонатор при помощи петли связи. Аналогично осуществляется связь между резонатором и детектором. Нагрузкой детектора служит микроамперметр 10. Постоянная составляющая выпрямленного тока замыкается по цепи, указанной сплошными стрелками, а переменные составляющие тока детектора не



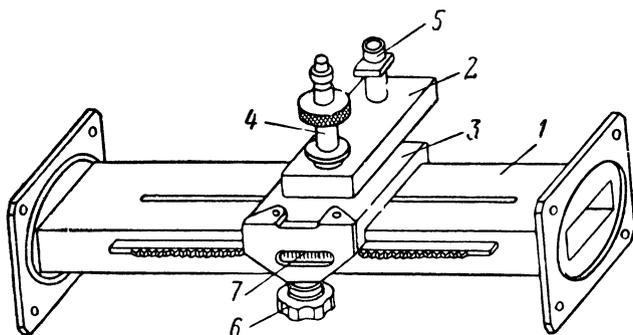
Фиг. 11. 13. Коаксиальная измерительная линия.

падают в индикатор 10 благодаря высокочастотному фильтру 11. Для компенсации начального тока микроамперметра в схеме создается встречный ток, направление которого показано пунктирной линией. Этот ток получается в результате выпрямления переменного напряжения, снимаемого с трансформатора накала 13. Напряжение выпрямляется вентилем 12. Компенсирующий ток регулируется сопротивлением 14. В цепь накала диода включен высокочастотный фильтр 15.

Волноводная измерительная линия, показанная на фиг. 11. 14, содержит два волновода: основной 1 и дополнительный 2. В основном волноводе имеется узкая продольная щель, которая расположена в середине широкой стенки волновода. Так как в этом месте отсутствует поперечный ток, то излучение электромагнитной энергии через щель сведено к минимуму. Вдоль щели основного волновода перемещается каретка 3, на которой закреплены вспомогательный волновод с коаксиалом зонда 4 и детекторной головкой 5. Каретка перемещается вращением ручки 6. Отсчет положения зонда производится по шкале 7.

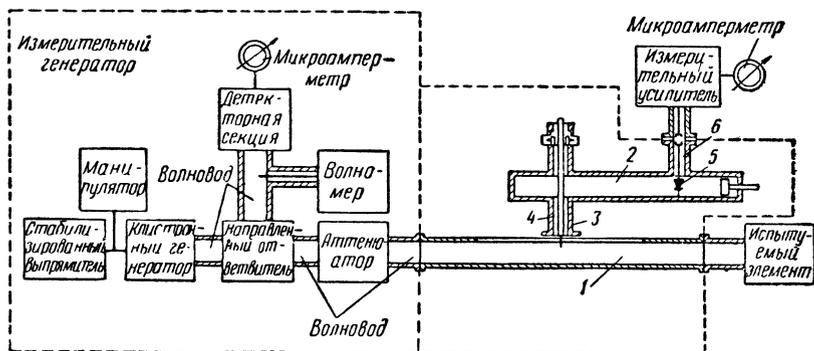
Основной волновод 1 измерительной линии своими боковыми фланцами включается последовательно между измерительным генератором и испытуемым элементом (фиг. 11. 15). Генератор возбуждает в основном волноводе немодулированные или импульсные колебания сантиметровых волн, которые через зонд,

переходящий во внутренний провод коаксиальной линии 4, передаются в дополнительный волновод 2, а затем в кристаллический детектор 5. Выпрямленный ток подается по коаксиалу 6 непосредственно или через измерительный усилитель в микроамперметр. Показания микроамперметра пропорциональны э. д. с., индуктируемой в зонде. Настройка линии осуществляется перемещением



Фиг. 11. 14. Волноводная измерительная линия.

короткозамыкающих поршней дополнительного волновода и коаксиала зонда, а также регулированием глубины погружения зонда. Наличие трех элементов настройки обеспечивает широкополосное согласование системы.

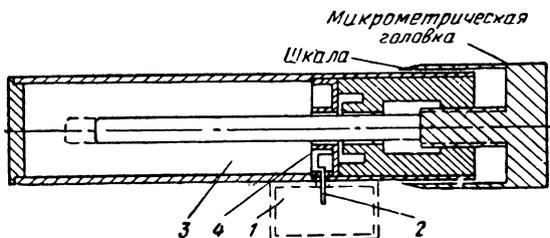


Фиг. 11. 15. Схема включения волноводной измерительной линии.

Измерительный генератор работает следующим образом. Кристалльный генератор питается от стабилизированного выпрямителя. Генератор вырабатывает колебания сантиметровых волн, которые поступают в волновод. Импульсная модуляция этих колебаний производится манипулятором. Направленный ответвитель подает часть колебательной мощности генератора в детекторную секцию и в волномер для определения мощности и частоты коле-

баний клистрона. На выходе кристаллического детектора включен микроамперметр.

Резонатор волномера 3 (фиг. 11.16) представляет собой разомкнутую коаксиальную линию, в которой возбуждаются колебания через зонд 2, погруженный в волновод 1; в камере резонатора 3 зонд 2 переходит в петлю связи 4. Настраивают резонатор перемещением внутреннего провода коаксиала. Перемещение осуществляется вращением микрометрической винта относительно неподвижной микрометрической гайки. Отсчет показаний волномера производится по шкале, нанесенной на микрометрическую головку, в момент, когда микроамперметр измерительного генератора



Фиг. 11.16. Резонансный волномер коаксиального типа.

дает минимальные показания. Это следует из того, что в момент резонанса волномер максимально шунтирует волновод.

Основная часть колебательной мощности клистронного генератора поступает через аттенюатор в измерительную линию. Аттенюатор способствует стабилизации частоты генератора вследствие ослабления связи между измерительной линией и генератором.

Для определения коэффициента стоячей волны должны быть известны максимальное (γ_{\max}) и минимальное (γ_{\min}) показания прибора измерительной линии при передвижении в ней каретки с зондом.

Если характеристика детектора линейная, то

$$k_{с.в} = \frac{\gamma_{\max}}{\gamma_{\min}},$$

если же она квадратичная, то

$$k_{с.в} = \sqrt{\frac{\gamma_{\max}}{\gamma_{\min}}}.$$

Для определения входного сопротивления нагрузки требуются дополнительные измерения. Сначала необходимо установить условный конец линии. Для этого выходной фланец измерительной линии замыкают накоротко металлической пластинкой и определяют ближайшее к концу линии положение каретки, при котором выходной прибор линии дает минимальные показания.

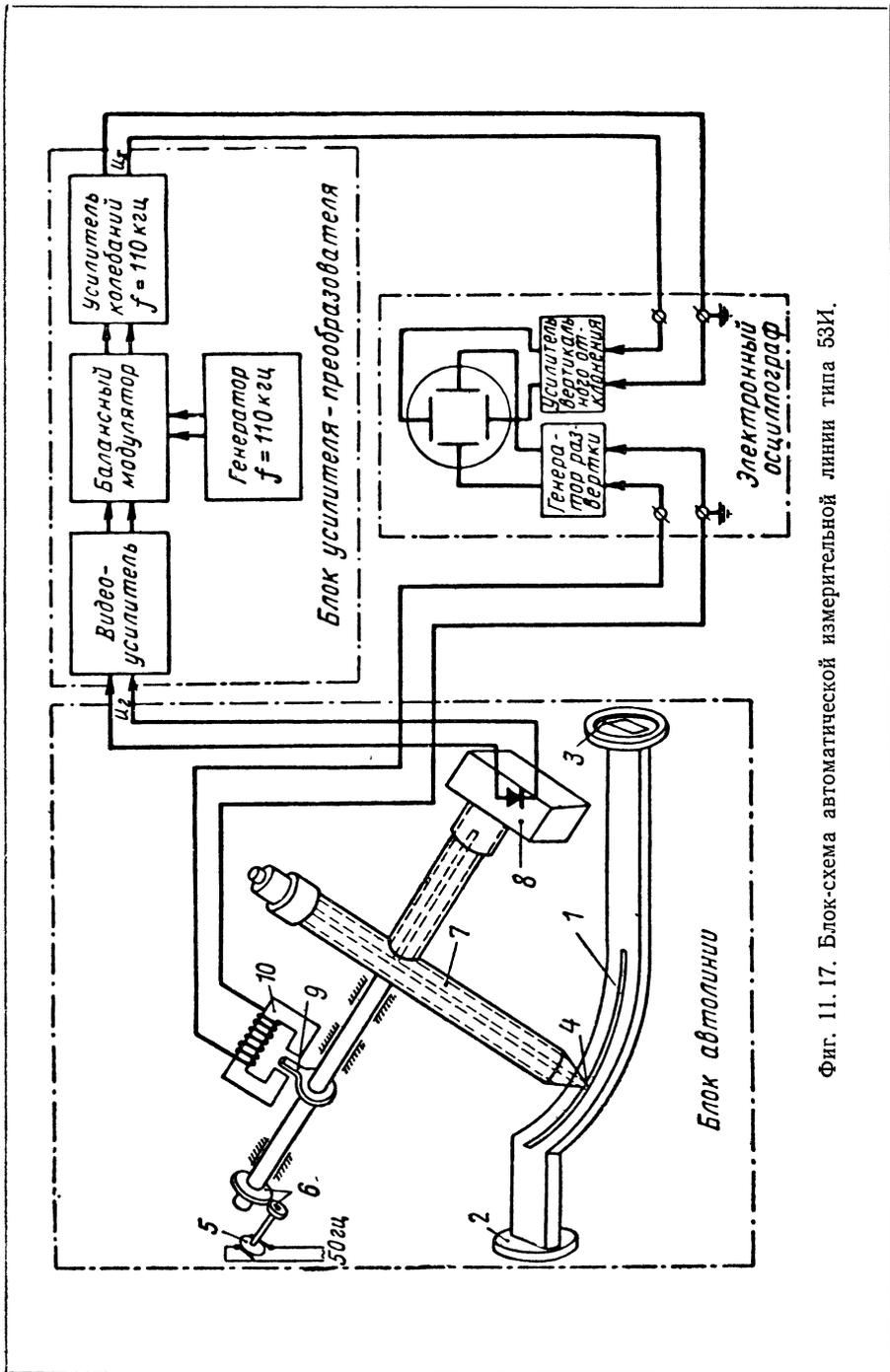
После этого вместо пластинки включают нагрузку и определяют расстояние между положением каретки, соответствующим минимуму показаний прибора измерительной линии, и условным концом линии. Эта величина определяет расстояние d_{\min} от нагрузки до ближайшего к ней минимума напряжения. Длина волны в линии может быть вычислена как удвоенное расстояние между двумя соседними пучностями или узлами стоячей волны. Зная d_{\min} , λ и $k_{с.в.}$, можно при помощи круговой диаграммы определить нормированное входное сопротивление нагрузки. В случае измерения входного сопротивления антенны необходимо учитывать возможность появления погрешностей в определении положения узлов стоячей волны в измерительной линии за счет отражений излучаемых волн от окружающих предметов и стен помещений.

§ 5. АВТОМАТИЧЕСКАЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ЛИНИЯ

Процесс настройки волноводной системы на режим бегущих волн может быть значительно ускорен применением автоматической измерительной линии. Блок схема автоматической линии типа 53И представлена на фиг. 11. 17.

Изогнутый волновод 1 прямоугольного сечения боковыми фланцами 2, 3 включается в разрыв исследуемой волноводной линии. Зонд 4 непрерывно вращается со скоростью 900 об/мин ($F = 15$ гц) от однофазного асинхронного двигателя 5, связанного через редуктор 6 с валом вращения зонда. За каждый оборот зонд погружается в продольную щель изогнутого волновода на 500 мксек. При этом электромагнитные колебания из волновода передаются через зонд 4 и коаксиальную линию 7 в детекторную камеру 8. Так как зонд только часть периода вращения находится в волноводе, то индуцируемое в нем напряжение u_1 (фиг. 11. 18) имеет форму радиоимпульсов. Полупроводниковый диод детектирует их, и получаются импульсы постоянного напряжения u_2 , которые поступают в следующий блок — усилитель-преобразователь (см. фиг. 11. 17), начинающийся с видеосуилителя. Усиленные импульсы постоянного тока модулируют по амплитуде незатухающие синусоидальные колебания, которые возбуждаются в отдельном генераторе и имеют частоту 110 кгц. Модуляция происходит в балансном модуляторе. Далее следует усилитель модулированных колебаний с частотой 110 кгц. Снятые с него колебания u_3 подаются на электронный осциллограф, где они дополнительно усиливаются и поступают на вертикально отклоняющие пластины. Одновременно генератор развертки отклоняет электронный луч по горизонтали.

Для того чтобы изображение огибающей было неподвижным, частота развертки должна быть кратна частоте импульсов u_2 , которая, в свою очередь, равна частоте вращения зонда. Синхронизация развертки осуществляется так. На вал вращения зонда насажен якорь 9, пересекающий при каждом обороте зонда воздушный зазор сердечника электромагнита 10; в обмотке электромагнита

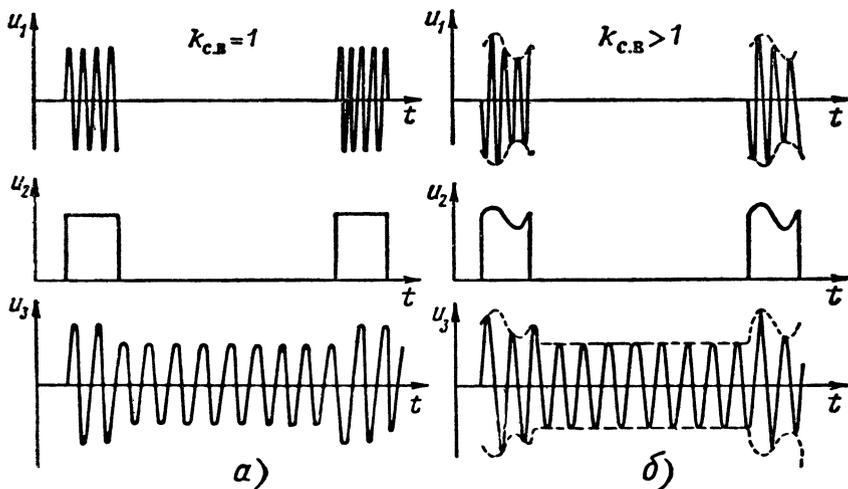


Фиг. 11.17. Блок-схема автоматической измерительной линии типа 531.

индуцируется импульс э. д. с., который и синхронизирует напряжение развертки.

Форма огибающей колебаний, изображаемых на экране осциллографа, позволяет судить о $k_{с.в}$ исследуемой линии.

Действительно, если волноводная система согласована с нагрузкой ($k_{с.в}=1$), то вдоль оси волновода существует режим бегущих волн и за все время нахождения зонда в волноводе амплитуда напряжения u_1 остается неизменной (фиг. 11. 18, а). В это же время амплитуда напряжения u_3 , изображаемого на экране осциллографа, имеет постоянную величину.

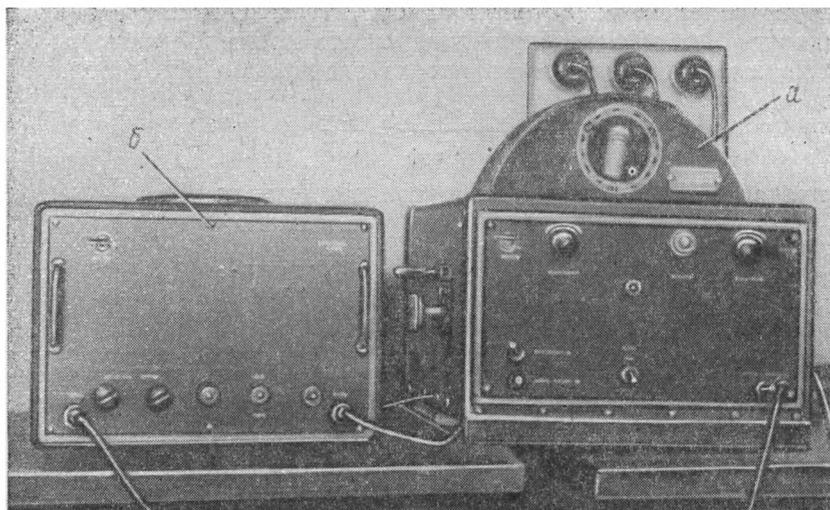


Фиг. 11. 18. Эпюры напряжений в схеме автоматической измерительной линии.

Когда же в волноводе $k_{с.в} > 1$ (фиг. 11. 18, б), то зонд в процессе вращения пересекает сечение волновода с различной амплитудой колебаний. Следовательно, по отношению максимума (пучности) к минимуму (узлу) огибающей полученного изображения можно судить о $k_{с.в}$ линии. Чем больше это отношение, тем выше $k_{с.в}$. Отсчет $k_{с.в}$ производится по шкале на экране осциллографа.

Как видно из графиков, величину $k_{с.в}$ можно определить и по напряжению u_1 радиочастоты, и по напряжению u_2 постоянного тока, но эти напряжения нельзя наблюдать на осциллографе, так как для радиочастоты входное сопротивление осциллографа слишком мало, а его вертикальный усилитель не рассчитан на воспроизведение импульсов u_2 постоянного тока.

Основным достоинством автоматической измерительной линии является то, что она дает возможность визуально наблюдать режим работы волноводной системы и тем самым облегчает ее настройку.



Фиг. 11. 19. Внешний вид блоков автоматической измерительной линии 53И.

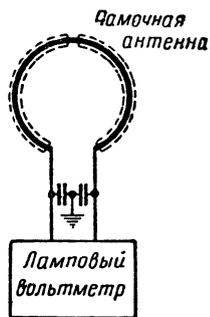
Внешний вид блоков автоматической линии (а) и усилителя-преобразователя (б) показан на фиг. 11. 19.

§ 6. ИЗМЕРЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ

В ряде случаев требуется только обнаружить поле излучения антенны или установить относительное изменение этого поля в пространстве. Для этой цели пригодны индикаторы поля (фиг. 11. 20). Они содержат приемную антенну в виде рамки или симметричного вибратора и измерительный прибор в виде лампового вольтметра или термоэлектрического амперметра.

Если же требуется определить абсолютное значение напряженности поля, то в большинстве случаев используют метод сравнения действия этого поля с действием эталонного генератора высокой частоты на приемное устройство.

На фиг. 11. 21 показана блок-схема компаратора (прибора для сравнения) сантиметровых волн. Колебания СВЧ, улавливаемые рупорной антенной, после обычных преобразований в приемнике вызывают отклонение стрелки лампового вольтметра. Затем на вход смесителя подаются колебания от эталонного клистронного генератора. При помощи аттенюатора мощность этих колебаний уменьшают до такой величины, чтобы ламповый вольтметр давал такие же показания, как в первой части измерений. Следовательно, в данном случае по показаниям измерителя мощности можно судить о мощности, посту-



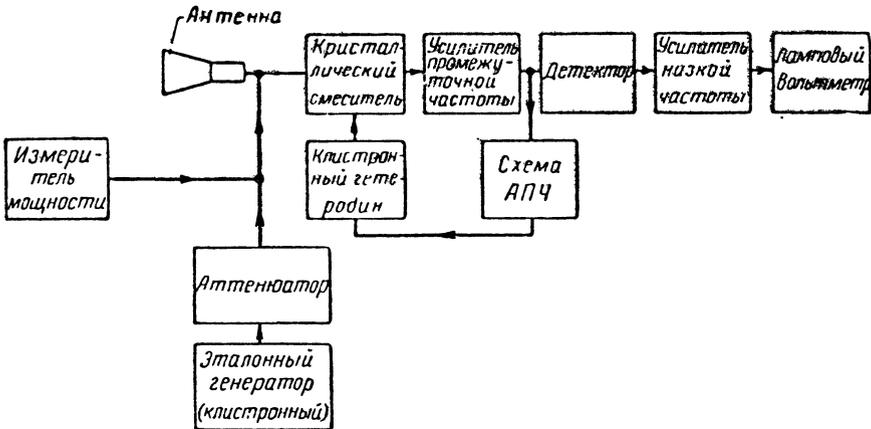
Фиг. 11. 20. Индикатор поля.

пающей с приемной антенны на смеситель. Очевидно, зная эту мощность P и эффективную поверхность приемной антенны $S_{эфф}$, можно вычислить плотность потока электромагнитной волны

$$S = \frac{P}{S_{эфф}} = \frac{E^2}{377}$$

и определить напряженность электрического поля

$$E = \sqrt{377S} = \sqrt{377 \frac{P}{S_{эфф}}}$$



Фиг. 11.21. Блок-схема компаратора сантиметрового диапазона.

Так как $S_{эфф} = \frac{G\lambda^2}{4\pi}$, то напряженность поля выражается через коэффициент усиления антенны формулой

$$E = \sqrt{377 \frac{P \cdot 4\pi}{G\lambda^2}} = \sqrt{\frac{4800P}{G\lambda^2}} \quad (11.1)$$

В приемнике компаратора применена автоматическая подстройка частоты.

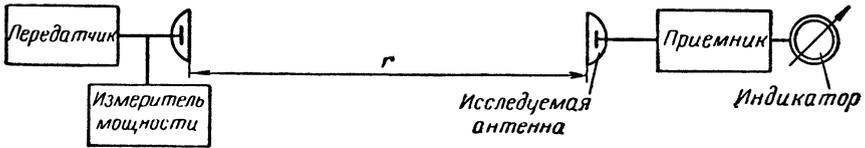
§ 7. СНЯТИЕ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ

Снятие диаграммы направленности требует наличия двух антенн: передающей и приемной. Они закрепляются на стендах или стойках (треногах). Одна в процессе измерения диаграммы направленности остается неподвижной, а другая вращается в соответствующей плоскости.

Если расстояние между антеннами, необходимое для качественного измерения диаграммы направленности, невелико, то целесообразно исследуемую антенну поставить в режим передачи и оставить неподвижной, а вокруг нее перемещать приемную антенну. Так

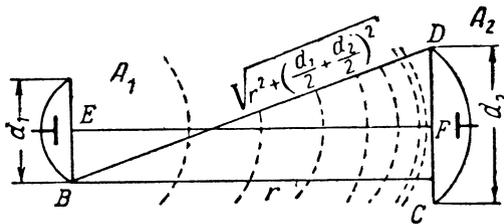
обычно снимается диаграмма направленности облучателей поверхностных антенн. Если же расстояние между передающей и приемной антеннами велико, то исследуемая антенна используется для приема и вращается вокруг своей вертикальной оси (фиг. 11.22).

Существенное значение имеет выбор расстояния r между передающей и приемной антеннами. Это расстояние должно быть до-



Фиг. 11.22. Блок-схема установки для снятия диаграммы направленности.

статочно большим, чтобы приемная антенна находилась в дальней зоне, т. е. в зоне излучения передающей антенны. Вместе с тем необходимо учитывать излучаемую мощность, чувствительность приемного устройства и требование синфазного возбуждения испытываемой антенны в плоскости ее раскрыва. Это требование удовлетво-



Фиг. 11.23. Определение минимального расстояния между антеннами в установке для снятия диаграммы направленности.

ряется тем больше, чем больше расстояние r , так как по мере удаления от передающей антенны сферическая волна в пределах раскрыва приемной антенны все более приближается по характеру к плоской волне.

Если антенны A_1, A_2 (фиг. 11.23) имеют вертикальные размеры d_1, d_2 , то наибольший сдвиг по фазе поля в раскрыве приемной антенны A_2 равен

$$\alpha(BD - EF) = \alpha(BD - BC) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{r^2 + \left(\frac{d_1 + d_2}{2}\right)^2} - r \right).$$

Этот фазовый угол не должен превышать $\frac{\pi}{4}$:

$$\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{r_{\min}^2 + \left(\frac{d_1 + d_2}{2}\right)^2} - r_{\min} = \frac{\pi}{4}.$$

Отсюда следует, что

$$r_{\min}^2 + \left(\frac{d_1 + d_2}{2} \right)^2 = \left(r_{\min} + \frac{\lambda}{8} \right)^2$$

или

$$\frac{(d_1 + d_2)^2}{4} = r_{\min}^2 + \frac{r_{\min}\lambda}{4} + \frac{\lambda^2}{64} - r_{\min}^2,$$

а

$$r_{\min} = \frac{(d_1 + d_2)^2}{\lambda} - \frac{\lambda}{16}.$$

Вторым слагаемым можно пренебречь по сравнению с первым, а поэтому

$$r_{\min} \approx \frac{(d_1 + d_2)^2}{\lambda}. \quad (11.2)$$

Если размеры антенны d_1 и d_2 очень малы по сравнению с длиной волны, то формулой (11.2) пользоваться нельзя, и расстояние r_{\min} следует устанавливать равным нескольким длинам волн, чтобы приемная антенна находилась в зоне излучения.

На точность измерения диаграммы направленности большое влияние оказывают отражения от окружающих предметов и от земли. Последнее особенно существенно на сверхвысоких частотах.

Для того чтобы удовлетворить всем перечисленным требованиям, установки для измерения диаграмм направленности сантиметровых волн обычно располагают на зданиях или специальных вышках, удаленных на большое расстояние.

Стенд, на котором устанавливается испытуемая антенна, должен быть рассчитан на ее вращение по азимуту и углу места. Это позволяет снять диаграмму направленности антенны как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскостях, а если потребуется, то и пространственную диаграмму. Имея в виду высокую направленность антенн СВЧ, необходимо обеспечить большую точность отсчета азимутального угла по шкале поворота антенны. В пределах главного лепестка диаграммы направленности интервалы между углами отсчета должны быть минимальными.

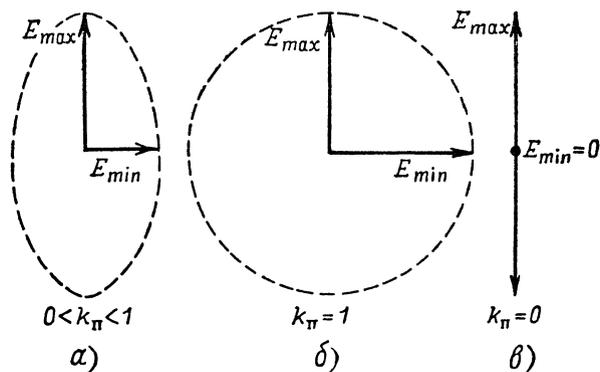
§ 8. СНЯТИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ И ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕННЫ

Существенной характеристикой антенны является ее поляризация. Численно она характеризуется коэффициентом поляризации k_{Π} , который равен отношению малой оси E_{\min} эллипса поляризации к его большой оси E_{\max} (фиг. 11.24, а).

Если поляризация круговая, то $k_{\Pi} = 1$ (фиг. 11.24, б); при линейной поляризации $k_{\Pi} = 0$ (фиг. 11.24, в), а если волна поляризована эллиптически, то $0 < k_{\Pi} < 1$.

На фиг. 11.25 приведена установка для снятия поляризационных характеристик.

Измерительный генератор СВЧ через вращающееся сочленение питает исследуемую антенну. Приемная антенна линейной поляризации (симметричный вибратор) улавливает излучаемые волны, затем они детектируются, усиливаются и вызывают отклонения микроамперметра. Последовательность измерений такая. Исследуемую антенну фиксируют в определенном положении, а приемную



Фиг. 11. 24. Эллиптическая (а), круговая (б) и линейная (в) поляризация волн.

поворачивают с целью определения минимального и максимального отклонений микроамперметра γ_{min} и γ_{max} . Поскольку приемная антенна поляризована линейно, то эти величины характеризуют малую и большую оси эллипса поляризации, т. е.

$$k_p = \frac{\gamma_{min}}{\gamma_{max}}.$$



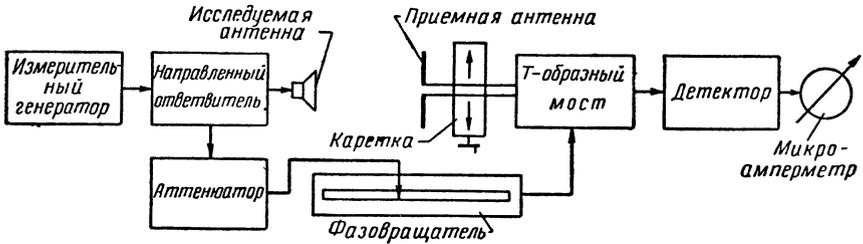
Фиг. 11. 25. Блок-схема установки для снятия поляризационной характеристики антенны.

Аналогичные измерения повторяются для других углов поворота ϕ исследуемой антенны в пределах главного лепестка диаграммы направленности. Зависимость $k_p = \Phi(\phi)$ называется поляризационной характеристикой антенны.

В связи с тем, что направленные свойства антенны СВЧ в большой мере зависят от распределения фазы в ее раскрыве, на практике возникает необходимость в определении формы фазового фронта облучателя или фазовых искажений в раскрыве антенны. Для

этого может быть использована установка, блок-схема которой показана на фиг. 11. 26.

Колебания измерительного генератора СВЧ при помощи направленного ответвителя разветвляются по двум каналам: в исследуемую антенну и через аттенюатор в фазовращатель. Роль фазовращателя играет измерительная линия со щелью и зондом. Далее следует Т-образный волноводный мост, на входные плечи которого, кроме колебаний, задержанных в фазовращателе, поступают колебания, принятые симметричным вибратором. В выходное плечо моста вводится детектор. Ток детектора измеряется микроамперметром.



Фиг. 11. 26. Блок-схема для измерения фазовых искажений в раскрыве антенны.

Приемная антенна при помощи подвижной каретки перемещается параллельно плоскости раскрыва исследуемой антенны. В каждом фиксированном положении каретки зонд фазовращателя устанавливается так, чтобы показания микроамперметра были минимальными или максимальными. Это соответствует противофазе или синфазности колебаний, поступающих в детектор от приемной антенны и фазовращателя. В таких условиях всякое отклонение фазы в раскрыве антенны требует равного изменения фазы $\Delta\phi$, создаваемого фазовращателем:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l.$$

Так как длина волны в фазовращателе λ и приращение активной длины измерительной линии Δl известны, то приращение фазы $\Delta\phi$ легко вычислить.

Аттенюатор служит для примерного выравнивания уровней на входе детектора в начале измерений. В дальнейшем аттенюатор не регулируется. Т-образный мост позволяет устранить взаимное влияние двух каналов, по которым подаются колебания в детектор.

В тех случаях, когда исследуется фронт волны облучателя, приемной антенне сообщают не поступательное, а вращательное движение. Ось вращения проходит через облучатель.

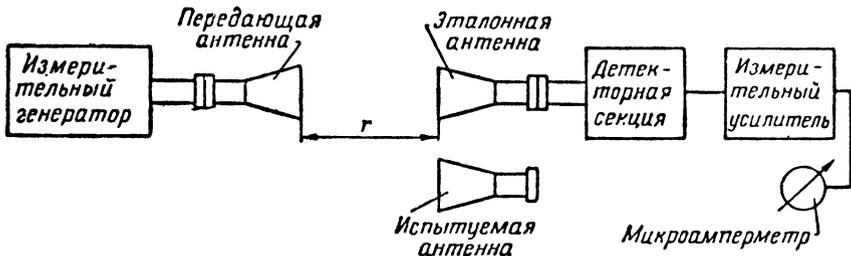
§ 9. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ АНТЕННЫ

Существуют различные способы измерения коэффициента усиления антенны. Можно предварительно определить коэффициент направленного действия антенны D по диаграмме направленности,

а затем, зная к. п. д. антенны η_a , вычислить ее коэффициент усиления

$$G = D \cdot \eta_a.$$

Этот способ целесообразно применять к антеннам, которые имеют большую ширину основного лепестка диаграммы направленности и соответственно малый коэффициент усиления. Диаграммы направленности с большим коэффициентом усиления обычно содержат большое число боковых лепестков. Суммарная энергия электромагнитных волн, излучаемых такими антеннами в боковых направлениях, может оказаться значительной. Однако эту энергию трудно измерить, так как она распределяется в большом телесном угле и имеет малую плотность. Это и является причиной



Фиг. 11. 27. Измерение коэффициента усиления антенны методом сравнения.

большой погрешности в вычислении коэффициента усиления остро-направленных антенн по диаграммам направленности.

При наличии антенны с известным коэффициентом усиления можно применить способ сравнения испытываемой антенны с эталонной (фиг. 11. 27).

Обычно эти антенны включаются как приемные и сравнение производится при равных показаниях индикаторного прибора. Для уравнивания показаний прибора мощность, подводимая к передающей антенне, регулируется аттенюатором, который имеется в измерительном генераторе. Тогда коэффициент усиления испытываемой антенны $G_{исп}$ определяется по известному коэффициенту усиления эталонной антенны $G_{эт}$ и величине затухания n , вносимого аттенюатором:

$$G_{исп} = G_{эт} \cdot 10^{\frac{n}{10}}.$$

Здесь n выражено в дБ.

Измерения должны производиться при неизменном расстоянии между передающей и приемной антеннами, при полном согласовании антенн с линиями передачи, а также при условии, что антенны установлены в направлении максимального излучения и приема. Последнее достигается регулированием положения антенн по высоте и направлению до получения максимального отклонения индикаторного прибора.

Широко распространен способ абсолютного измерения коэффициента усиления антенны, при котором для передачи и приема используются две идентичные антенны. Предположим, что эти антенны расположены на расстоянии r и имеют коэффициент усиления G , коэффициент направленного действия D и к. п. д. η_a , а к передающей антенне подводится мощность $P_{\text{пер}}$. Тогда общая излучаемая мощность равна $P_{\text{пер}}\eta_a$. Поток этой мощности у приемной антенны при ненаправленном излучении имеет плотность $\frac{P_{\text{пер}}\eta_a}{4\pi r^2}$, а с учетом направленности антенны

$$\frac{P_{\text{пер}}\eta_a D}{4\pi r^2} = \frac{P_{\text{пер}} G}{4\pi r^2}.$$

Так как эффективная поверхность приемной антенны

$$S_{\text{эфф}} = \frac{G\lambda^2}{4\pi},$$

то на выходе этой антенны выделится мощность

$$P_{\text{пр}} = \frac{P_{\text{пер}} G}{4\pi r^2} S_{\text{эфф}} = P_{\text{пер}} \left(\frac{G\lambda}{4\pi r} \right)^2.$$

Отсюда находим коэффициент усиления антенны

$$G = \frac{4\pi r}{\lambda} \sqrt{\frac{P_{\text{пр}}}{P_{\text{пер}}}}. \quad (11.3)$$

Приборы, необходимые для измерения длины волны и мощностей на входе передающей и выходе приемной антенн, имеются в обычных установках, применяемых для снятия диаграмм направленности. Тем более не вызывает трудностей определение расстояния между антеннами.

Если нет двух идентичных антенн, то приемную антенну можно заменить металлическим экраном больших размеров. Это эквивалентно тому, что приемная антенна расположена на удвоенном расстоянии $2r$ между передающей антенной и экраном. Тогда

$$G = \frac{8\pi r}{\lambda} \sqrt{\frac{P_{\text{пр}}}{P_{\text{пер}}}} = \frac{8\pi r}{\lambda} \sqrt{p}, \quad (11.4)$$

где p — коэффициент отражения.

Для измерения этого коэффициента между генератором СВЧ и исследуемой антенной включают измерительную линию, по которой определяют $k_{\text{с.в}}$, а затем вычисляют коэффициент отражения:

$$p = \frac{k_{\text{с.в}} - 1}{k_{\text{с.в}} + 1}.$$

Замечания относительно расположения и согласования антенн при измерениях по методу сравнения остаются в силе и для метода абсолютных измерений коэффициента усиления.

ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение 1

ВЫВОД УРАВНЕНИЯ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ СИММЕТРИЧНОГО ВИБРАТОРА

Выражение (5. 11.)

$$E = \frac{120\pi}{r\lambda} \sin \theta \sin \xi \int_0^{l/2} I_{mz} \cos(\alpha z \cos \theta) dz$$

справедливо для симметричного вибратора любой длины. Применим его к определению поля вибратора, вдоль которого укладывается нечетное число полуволн $l = p \frac{\lambda}{2}$, где $p = 1, 3, 5 \dots$ — число гармоник. В этом случае в начале координат получается пучность тока с амплитудой I_m :

$$I_{mz} = I_m \cos \alpha z$$

и выражение (5. 11) принимает вид

$$E = \frac{120\pi I_m}{r\lambda} \sin \theta \sin \xi \int_0^{l/2} \cos \alpha z \cdot \cos(\alpha z \cos \theta) dz. \quad (1. 1)$$

Вычислим интеграл данного выражения. Для этого обозначим $\alpha z = m$. Тогда $\alpha \cdot dz = dm$, а $dz = \frac{dm}{\alpha}$ и пределы интегрирования становятся равными: при $z = 0$ $m = 0$, а при $z = \frac{l}{2}$ $m = \alpha z = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{l}{2} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{p\lambda}{4} = \frac{\pi p}{2}$.

Следовательно, интеграл

$$\int_0^{\frac{l}{2}} \cos \alpha z \cdot \cos(\alpha z \cos \theta) \cdot dz = \frac{1}{\alpha} \int_0^{\frac{\pi p}{2}} \cos m \cdot \cos(m \cos \theta) dm.$$

Пользуясь известной тригонометрической зависимостью

$$\cos \alpha \cdot \cos \beta = \frac{1}{2} \cos(\alpha + \beta) + \frac{1}{2} \cos(\alpha - \beta),$$

получаем

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{\alpha} \int_0^{\frac{\pi p}{2}} \cos m \cdot \cos(m \cos \theta) dm = \\
 & = \frac{1}{2\alpha} \left[\int_0^{\frac{\pi p}{2}} \cos m (1 + \cos \theta) dm + \int_0^{\frac{\pi p}{2}} \cos m (1 - \cos \theta) dm \right] = \\
 & = \frac{1}{2\alpha} \left[\left| \frac{\sin(m + m \cos \theta)}{1 + \cos \theta} \right|_0^{\frac{\pi p}{2}} + \left| \frac{\sin(m - m \cos \theta)}{1 - \cos \theta} \right|_0^{\frac{\pi p}{2}} \right] = \\
 & = \frac{1}{2\alpha} \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi p}{2} + \frac{\pi p}{2} \cos \theta\right)}{1 + \cos \theta} + \frac{\sin\left(\frac{\pi p}{2} - \frac{\pi p}{2} \cos \theta\right)}{1 - \cos \theta} \right] = \\
 & = \frac{1}{2\alpha} \left[\frac{(1 - \cos \theta) \sin\left(\frac{\pi p}{2} + \frac{\pi p}{2} \cos \theta\right) + (1 + \cos \theta) \sin\left(\frac{\pi p}{2} - \frac{\pi p}{2} \cos \theta\right)}{1 - \cos^2 \theta} \right] = \\
 & = \frac{1}{2\alpha} \left\{ \frac{(1 - \cos \theta) \left[\sin \frac{\pi p}{2} \cos\left(\frac{\pi p}{2} \cos \theta\right) + \sin\left(\frac{\pi p}{2} \cos \theta\right) \cos \frac{\pi p}{2} \right]}{\sin^2 \theta} + \right. \\
 & \quad \left. + \frac{(1 + \cos \theta) \left[\sin \frac{\pi p}{2} \cos\left(\frac{\pi p}{2} \cos \theta\right) - \sin\left(\frac{\pi p}{2} \cos \theta\right) \cos \frac{\pi p}{2} \right]}{\sin^2 \theta} \right\}.
 \end{aligned}$$

Если p — нечетное число, как в данном случае, то $\cos \frac{\pi p}{2} = 0$, а $\sin \frac{\pi p}{2} = 1$, и это выражение принимает вид

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{2\alpha} \left[\frac{(1 - \cos \theta) \cos\left(\frac{\pi p}{2} \cos \theta\right) + (1 + \cos \theta) \cdot \cos\left(\frac{\pi p}{2} \cos \theta\right)}{\sin^2 \theta} \right] = \\
 & = \frac{1}{\alpha} \frac{\cos\left(\frac{\pi p}{2} \cos \theta\right)}{\sin^2 \theta} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\cos\left(\frac{\pi p}{2} \cos \theta\right)}{\sin^2 \theta}.
 \end{aligned}$$

Заменяя интеграл в формуле (I.1) полученным решением и сделав обратную подстановку $\xi = \omega t - \alpha r$, получим мгновенное значение напряженности электрического поля

$$E = \frac{120\pi I_m}{r\lambda} \sin \theta \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\cos\left(\frac{\pi p}{2} \cos \theta\right)}{\sin^2 \theta} \sin(\omega t - \alpha r) =$$

$$= \frac{60I_m}{r} \frac{\cos\left(\frac{p\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \sin(\omega t - \alpha r) = \frac{60I_m}{r} F(\theta) \sin(\omega t - \alpha r). \quad (5.12)$$

В формулу не входит азимутальный угол φ . Это свидетельствует о том, что симметричный вибратор, так же как элементарный, не обладает направленными свойствами в экваториальной плоскости

Множитель

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi p}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \quad (1.2)$$

характеризует направленные свойства симметричного вибратора в меридиональной плоскости при $p=1, 3, 5 \dots$

Можно доказать, что в общем случае при любом соотношении l/λ диаграмма направленности симметричного вибратора по напряженности поля в меридиональной плоскости выражается уравнением

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi l}{\lambda} \cos \theta\right) - \cos \frac{\pi l}{\lambda}}{\sin \theta}. \quad (5.14)$$

При $p=1, 3, 5 \dots$ длина вибратора $l = \frac{\lambda}{2}, \frac{3}{2}\lambda; \frac{5}{2}\lambda \dots$, а $\cos \frac{\pi l}{\lambda} = 0$, и формула (5.14) принимает вид формулы (1.2).

Приложение II

РЕЗОНАНС В ВЕРТИКАЛЬНОМ ВИБРАТОРЕ С ВЕРХНЕЙ ЧАСТЬЮ

Положим, что в антенне с верхней частью (фиг. II.1) вертикальный провод имеет высоту h и волновое сопротивление ρ_v , а горизонтальный провод имеет длину l_r и волновое сопротивление ρ_r .

В Г-образной антенне входное сопротивление горизонтального провода в месте присоединения к вертикальному проводу

$$Z_{вх} = -j\rho_r \operatorname{ctg}\left(\frac{2\pi}{\lambda} l_r\right).$$

Горизонтальный провод можно заменить вертикальным длиной l'_r , если его входное сопротивление

$$Z_{вх} = -j\rho_v \operatorname{ctg}\left(\frac{2\pi}{\lambda} l'_r\right)$$

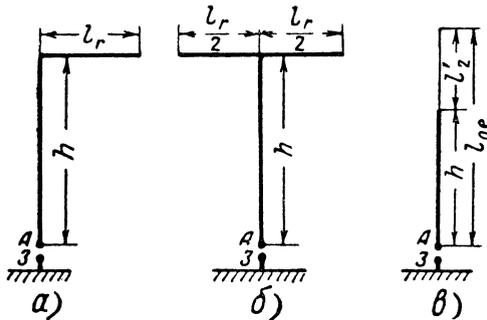
или

$$\rho_r \operatorname{ctg} \left(\frac{2\pi}{\lambda} l_r \right) = \rho_B \operatorname{ctg} \left(\frac{2\pi}{\lambda} l_r' \right).$$

Таким образом, длина эквивалентного участка вибратора l_r' определяется выражением

$$\operatorname{ctg} \left(\frac{2\pi}{\lambda} l_r' \right) = \frac{\rho_r}{\rho_B} \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} l_r. \quad (\text{II. 1})$$

В Т-образной антенне обе симметричные половины горизонтальной части вибратора по отношению к вертикальному проводу включены параллельно, а поэтому условием эквивалентности Т-образной



Фиг. II. 1. Геометрические размеры.

a—Г-образной антенны, *б*—Т-образной антенны, *в*—эквивалентного им вертикального вибратора.

антенны и вертикального провода с волновым сопротивлением ρ_B и длиной l_r' является

$$\rho_B \operatorname{ctg} \left(\frac{2\pi}{\lambda} l_r' \right) = \frac{\rho_r}{2} \operatorname{ctg} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{l_r}{2} \right)$$

или

$$\operatorname{ctg} \left(\frac{2\pi}{\lambda} l_r' \right) = \frac{\rho_r}{2\rho_B} \operatorname{ctg} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{l_r}{2} \right). \quad (\text{II. 2})$$

Итак, антенна с верхней частью может быть заменена одним вертикальным заземленным проводом с волновым сопротивлением ρ_B и длиной

$$l_{oe} = h + l_r'.$$

Теперь можно применить условие резонанса к антенне с верхней частью

$$Z_{\text{вх}} = -j\rho_B \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda_0} l_{oe} = -j\rho_B \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda_0} (h + l_r') = 0,$$

которое соответствует

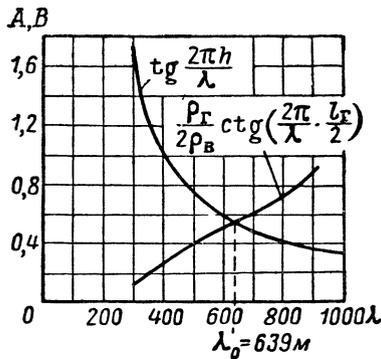
$$\frac{2\pi}{\lambda_0} (h + l'_r) = \frac{\pi}{2}$$

или

$$\operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda_0} l'_r = \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi}{2} - \frac{2\pi}{\lambda_0} h \right) = \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda_0} h. \quad (\text{II. 3})$$

Пользуясь выражениями (II. 1) — (II. 3), получаем формулы для расчета резонансной длины волны Г-образной антенны

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda_0} h = \frac{\rho_r}{\rho_B} \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda_0} l_r$$



Фиг. II. 2. Графический способ определения резонансной длины волны антенны с горизонтальной частью.

$$A) \operatorname{tg} \frac{2\pi h}{\lambda}; B) \frac{\rho_r}{2\rho_B} \operatorname{ctg} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{l_r}{2} \right).$$

и Т-образной антенны

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda_0} h = \frac{\rho_r}{2\rho_B} \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda_0} l_r.$$

Эти уравнения решают графически (фиг. II. 2). По оси абсцисс откладывают длину волн λ . Задаваясь различными значениями λ , на график наносят кривые $\operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} h$ и $\frac{\rho_r}{2\rho_B} \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} l_r$ или

$$\frac{\rho_r}{2\rho_B} \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} \frac{l_r}{2}.$$

Точка пересечения кривых проектируется на ось абсцисс. Полученное при этом значение λ_0 позволяет определить резонансную длину волны антенны. Результат вычислений следует увеличить на 5%, имея в виду эффект укорочения резонансной длины вибратора.

На основании опытных данных ориентировочный расчет резонансной длины антенны можно произвести по формуле

$$\lambda_0 = kl,$$

где l — длина пути в антенне, а k — волновой коэффициент, зависящий от типа антенны.

Волновые коэффициенты приведены в таблице.

Волновые коэффициенты Г-образных и Т-образных антенн.

Тип антенны	Волновой коэффициент
Г-образная антенна с горизонтальной частью небольшой длины	4,4—5
Г-образная антенна с развитой горизонтальной частью	4,8—6
Т-образная антенна с горизонтальной частью небольшой длины	4,5—6
Т-образная антенна с развитой горизонтальной частью	5,5—8
Зонтичная антенна с короткими лучами	6—8
Зонтичная антенна с длинными лучами	8—10

Настройку антенн с верхней частью производят по такому же принципу, что и вертикального вибратора. Если длина волны генератора $\lambda > 4l_{oe} = 4(h + l_r)$, то резонанс достигается при помощи удлинительной катушки. Если же $\lambda < 4(h + l_r)$, то для настройки антенны используют укорачивающий конденсатор.

Приложение III

ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА НАПРЯЖЕНИЙ И ТОКОВ В ВЕРТИКАЛЬНОМ ВИБРАТОРЕ

Поместим начало координат в точку C' (см. фиг. 6.4), а ось z совместим с вертикальным вибратором AC' . Тогда в сечении этого вибратора, имеющем координату z , амплитуда напряжения выражается уравнением

$$U_{mz} = U'_{mC} \cos(\alpha z),$$

где U'_{mC} — амплитуда напряжения в фиктивной точке C' .

Согласно свойствам стоячих волн между амплитудными значениями напряжения и тока в пучностях существует зависимость

$$U'_{mC} = \rho_B I_{m\Pi}.$$

Следовательно,

$$U_{mz} = \rho_B I_{m\Pi} \cos \alpha z.$$

У основания антенны A ($z = l_{oe}$) амплитуды тока и напряжения соответственно равны

$$I_{m_o} = I_{m_{\Pi}} \sin \alpha l_{oe},$$

$$U_{m_o} = \rho_B I_{m_{\Pi}} \cos \alpha l_{oe} = \rho_B \frac{I_{m_o} \cos \alpha l_{oe}}{\sin \alpha l_{oe}} = \rho_B I_{m_o} \operatorname{ctg} \alpha l_{oe}. \quad (\text{III. 1})$$

В точке B ($z = l'_r$), в которой горизонтальный провод присоединяется к вертикальному, амплитуда тока

$$I_{mB} = I_{m_{\Pi}} \sin \alpha l'_r = \frac{I_{m_o} \sin \alpha l'_r}{\sin \alpha l_{oe}}, \quad (\text{III. 2})$$

а амплитуда напряжения

$$U_{mB} = \rho_B I_{m_{\Pi}} \cos \alpha l'_r = \frac{\rho_B I_{m_o} \cos \alpha l'_r}{\sin \alpha l_{oe}}. \quad (\text{III. 3})$$

На свободном конце C горизонтального провода ток равен нулю, а напряжение имеет амплитуду U_{mC} , которую можно определить из уравнения напряжения вдоль горизонтального провода

$$U_{mB} = U_{mC} \cos(\alpha l_r).$$

Приравнивая последние два выражения, получаем

$$U_{mC} = \frac{\rho_B I_{m_o} \cos \alpha l'_r}{\cos \alpha l_r \sin \alpha l_{oe}}. \quad (\text{III. 4})$$

Так как в точке C находится пучность напряжения, то от величины U_{mC} зависит максимальная мощность, на которую рассчитана антенна. Полученное выражение подтверждает, что для уменьшения максимального напряжения в антенне следует понизить амплитуду тока в ее основании. Эта амплитуда I_{m_o} определяется мощностью, поступающей в антенну:

$$P_a = \frac{I_{m_o}^2 R_a}{2},$$

где R_a — активное сопротивление антенны, отнесенное к ее основанию.

Приложение IV

ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ СИНФАЗНОЙ АНТЕННЫ

В синфазной антенне сопротивление излучения $R_{\Sigma\Pi}$ каждого вибратора значительно больше, чем 73,1 ом, за счет сопротивления, вносимого другими вибраторами антенны. Пользуясь значениями сопротивления излучения всей антенны $R_{\Sigma a}$, приведенными в

табл. 7. 1, можно определить среднюю величину сопротивления излучения каждого вибратора

$$R_{\Sigma \Pi} = \frac{R_{\Sigma a}}{np},$$

где np — число вибраторов в антенне.

Следовательно, входное сопротивление одного вибратора

$$R_{\text{вхI}} = \frac{\rho_a^2}{R_{\Sigma \Pi}} = \frac{\rho_a^2 \cdot np}{R_{\Sigma a}}.$$

Так как в первом этаже антенны к линии питания одной секции (см. фиг. 7. 7, а) параллельно включено два вибратора, то их общее входное сопротивление

$$R_{\text{вхI}} = \frac{R_{\text{вхI}}}{2} = \frac{\rho_a^2 \cdot np}{2R_{\Sigma a}}.$$

На уровне второго этажа нагрузкой линии питания одной секции служит отрезок линии в $\lambda/2$, замкнутый на сопротивление $R_{\text{вхI}}$, и входное сопротивление двух вибраторов второго этажа $R_{\text{вхII}} = R_{\text{вхI}}$. Имея в виду, что входное сопротивление линии, кратной $\lambda/2$, равно сопротивлению нагрузки, можно считать, что на уровне второго этажа нагрузкой линии ρ является сопротивление

$$R_{\text{вхII}} = \frac{R_{\text{вхI}}}{2}.$$

Аналогично доказывается, что на уровне третьего этажа входное сопротивление

$$R_{\text{вхIII}} = \frac{R_{\text{вхI}}}{3},$$

а на уровне нижнего n -го этажа

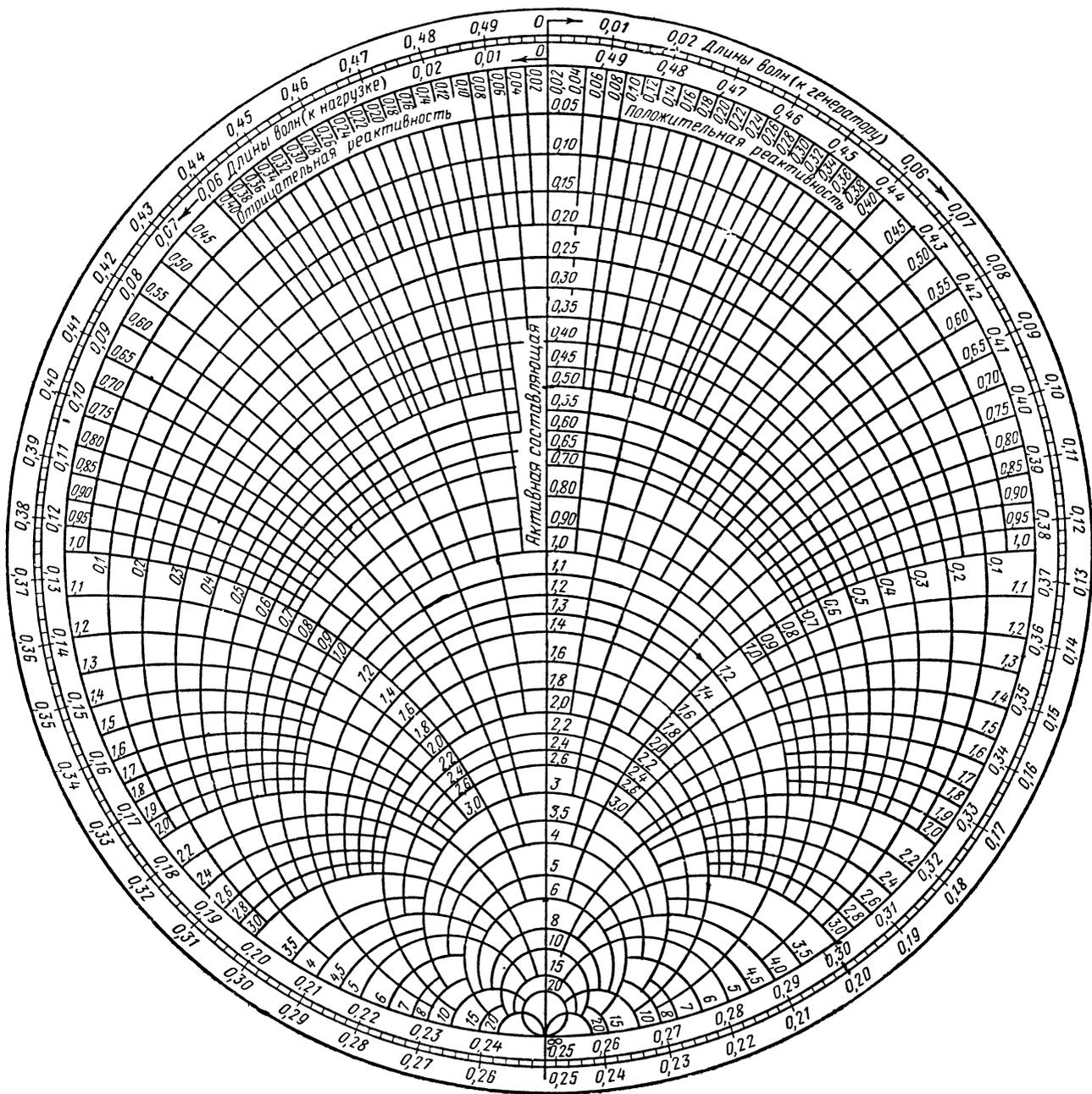
$$R_{\text{вх.п}} = \frac{R_{\text{вхI}}}{n} = \frac{\rho_a^2 p}{2R_{\Sigma a}}.$$

К сечению 1—2 фидера параллельно включены линии двух секций. Следовательно, полагая, что длина участка c кратна $\lambda/2$, можно считать входное сопротивление двух секций вибраторов в сечениях фидера 1—2, 3—4 равным

$$R_{\text{вх1-2}} = R_{\text{вх3-4}} = \frac{R_{\text{вх}} n}{2}.$$

Если длина участка линии d кратна $\lambda/2$, то в сечении 5—6 входное сопротивление определяется параллельно включенными сопротивлениями $R_{\text{вх1-2}}$ и $R_{\text{вх3-4}}$:

$$R_{\text{вх5-6}} = \frac{R_{\text{вх1-2}}}{2} = \frac{R_{\text{вх}} n}{4}.$$



Круговая диаграмма полных сопротивлений и проводимостей.

Наконец, так как число секций в 2 раза меньше числа вибраторов в одном этаже p (в данном случае $p=8$), то входное сопротивление антенны

$$R_{\text{вх.а}} = \frac{R_{\text{вх.п}} \cdot 2}{p} = \frac{\rho_a^2}{R_{\Sigma a}}.$$

Приложение V

СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ЕДИНИЦАМИ ИЗМЕРЕНИЯ СИСТЕМ CGSE, CGSM, MKSA (НЕРАЦИОНАЛИЗИРОВАННАЯ) И MKSA (РАЦИОНАЛИЗИРОВАННАЯ)

Название величины	Обозначение	CGSM	MKSA (нерац.)	MKSA (нерац.)	MKSA (нерац.)
		CGSE	CGSE	CGSM	MKSA (рац.)
Диэлектрическая проницаемость	ϵ	$9 \cdot 10^{20}$	$9 \cdot 10^9$	10^{-11}	$\frac{1}{4\pi}$
Магнитная проницаемость	μ	$\frac{1}{9 \cdot 10^{20}}$	$\frac{1}{9 \cdot 10^{13}}$	10^7	4π
Электрический ток	I	$3 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^9$	10^{-1}	1
Заряд	q	$3 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^9$	10^{-1}	1
Напряженность электрического поля	E	$\frac{1}{3 \cdot 10^{10}}$	$\frac{1}{3 \cdot 10^4}$	10^6	1
Электрическая индукция	D	$3 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^5$	10^{-5}	$\frac{1}{4\pi}$
Потенциал	U	$\frac{1}{3 \cdot 10^{10}}$	$\frac{1}{300}$	10^8	1
Электрическая емкость	C	$9 \cdot 10^{20}$	$9 \cdot 10^{11}$	10^{-9}	1
Электрическое сопротивление	R	$\frac{1}{9 \cdot 10^{20}}$	$\frac{1}{9 \cdot 10^{11}}$	10^9	1
Напряженность магнитного поля	H	$3 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^7$	10^{-3}	$\frac{1}{4\pi}$
Магнитная индукция	B	$\frac{1}{3 \cdot 10^{10}}$	$\frac{1}{3 \cdot 10^6}$	10^4	1
Магнитный поток	Φ	$\frac{1}{3 \cdot 10^{10}}$	$\frac{1}{300}$	10^8	1
Индуктивность	L	$\frac{1}{9 \cdot 10^{20}}$	$\frac{1}{9 \cdot 10^{11}}$	10^9	1
Магнитный момент	p	$\frac{1}{3 \cdot 10^{10}}$	$\frac{1}{3}$	10^{10}	4π

ЛИТЕРАТУРА

- Адамский В. К., Радиоприемные центры, Связьиздат, 1951.
- Айзенберг Г. З., Антенны для магистральных радиосвязей, Связьиздат, 1948.
- Айзенберг Г. З., Развитие техники коротковолновых антенн в СССР, «Радиотехника», 1947, № 8.
- Айзенберг Г. З., Антенны ультракоротких волн, Связьиздат, 1957.
- Ардабьевский И. А., Воропаева В. Г., Гринева К. П., Пособие по расчету антенн сверхвысоких частот, Оборонгиз, 1957.
- Аршинов С. С., Персон С. В., Эйленкриг А. И., Инженерный расчет контуров генераторов УКВ и КВ, Изд. «Советское радио», 1951.
- Асеев Б. П., Фазовые соотношения в радиотехнике, Связьиздат, 1954.
- Валитов Р. А. и Сретенский В. Н., Радиоизмерения на сверхвысоких частотах, Воениздат, 1951.
- Введенский Б. А., Аренберг А. Г., Радиоволноводы, Гостехиздат, 1946.
- Волгов В. А., Детали контуров радиоаппаратуры, Госэнергоиздат, 1954.
- Вольман И. И., Приемный вибратор в волноводе, «Радиотехника», 1947, № 1.
- Вольперт А. Р., Теоретическое и экспериментальное исследование фидерного рефлектометра, «Радиотехника», 1947, № 2.
- Гольдштейн Л. Д., Зернов Н. В., Электромагнитные поля и волны, Изд. «Советское радио», 1956.
- Гоноровский И. С., Радиосети, Связьтехиздат, 1933.
- Давыденко Ю. И., Нечаев Н. Т., Особенности распространения метровых радиоволн, Воениздат, 1960.
- Доброхотов Б. А., Радиотехнические измерения на сантиметровых волнах, Изд. «Советское радио», 1948.
- Долуханов М. П., Распространение радиоволн, Связьиздат, 1960.
- Домбровский И. А., Антенны, Связьиздат, 1951.
- Дорохов А. П., Расчет и конструирование антенно-фидерных устройств, Изд. Харьковского университета, 1960.
- Кляцкин И. Г., Начало советской теории антенн, «Радиотехника», 1947, № 8.
- Кок У., Броун Дж., Джонс С., Сантиметровые линзовые антенны, Вопросы радиолокационной техники, вып. 1, 1951.
- Котельников В. А., Николаев А. М., Основы радиотехники, ч. 1, Связьиздат, 1950.
- Крылов Н. Н., Теоретические основы радиотехники, Изд. «Морской транспорт», 1961.
- Ландсберг Г. С., Оптика, Гостехиздат, 1940.
- Мансуров Н. Н. и Попов В. С., Теоретическая электротехника, Госэнергоиздат, 1954.
- Марков Г. Т., Антенны, Госэнергоиздат, 1960.
- Надененко С. И., Возбуждение антенн магнитным полем, «Радиотехника», 1946, № 1.
- Надененко С. И., Антенны, Связьиздат, 1959.

- Нейман Л. Р., Калантаров П. Л., Теоретические основы электротехники, ч. I и III, Госэнергоиздат, 1948.
- Нейман М. С., Из истории антенн, Госэнергоиздат, 1955.
- Нейман М. С., Курс радиопередающих устройств, ч. II, Изд. «Советское радио», 1958.
- Осипов К. Д., Пасынков В. В., Справочник по радиоизмерительным приборам, ч. IV, Изд. «Советское радио», 1959.
- Пистолькорс А. А., Коротковолновые приемные антенны, Связьиздат, 1933.
- Пистолькорс А. А., Антенны, Связьиздат, 1947.
- Пистолькорс А. А., Современное состояние теории щелевых антенн, «Радиотехника», 1947, № 8.
- Погорелко П. А., Новый вид дальней связи на метровых волнах. Изд. «Советское радио», 1959.
- Рамо С. и Уиннери Дж., Поля и волны в современной радиотехнике, Гостехиздат, 1948.
- Савицкий Г. А., Основы расчета радиомачт, Связьиздат, 1953.
- Сарбахер Р. и Эдсон В., Техника сверхвысоких частот, Связьиздат, 1947.
- Слэтер Дж., Передача ультракоротких радиоволн. Гостехиздат, 1946.
- Смоленский Г. А., Гуревич А. Г., Ферриты, Изд. ЛДНТП, Л., 1957.
- Татаринов В. В., Коротковолновые направленные антенны, Связьиздат, 1933.
- Фокс А. Д., Миллер С. Е., Вейс М. Т., Свойства ферритов и их применение в диапазоне СВЧ, Изд. «Советское радио», 1956.
- Фрадин А. З., Антенны сверхвысоких частот, Изд. «Советское радио», 1957.
- Фриш С. Э., Тиморева А. В., Курс общей физики, т. II, Гостехиздат, 1953.
- Шубарин Ю. В., Антенны сверхвысоких частот, Изд. Харьковского университета, 1960.
- Щеголев Е. Я., Радионавигация, Гостехиздат, 1946.
- Щелкунов С., Фриис Г., Антенны, Изд. «Советское радио», 1955.
- Антенные переключатели. Под редакцией Р. И. Перец, Изд. «Советское радио», 1950.
- Антенны сантиметровых волн, под редакцией Я. Н. Фельда, Изд. «Советское радио», 1952.
- Волноводные линии передачи, Сб. статей под ред. В. Б. Штейншлейгера, ИЛ, 1960.
- Вопросы радиолокационной техники, ИЛ, 1958, № 2, стр. 71; 1958, № 5, стр. 206.
- Измерения на сверхвысоких частотах, под ред. В. Б. Штейншлейгера, Изд. «Советское радио», 1952.
- Линии передачи сантиметровых волн, ч. I, II. Перев. с англ. под ред. Г. А. Ремеза, Изд. «Советское радио», 1951.
- Механизмы вращения антенн. Перев. с англ., Изд. «Советское радио», 1951.
- Некоторые применения ферритов в антенно-волноводной технике, Сб. сокращенных переводов под ред. А. Л. Микаэляна, Изд. «Советское радио», 1958.
- Обтекатели антенн, Перев. с англ. под ред. А. И. Шпунтова, Изд. «Советское радио», 1950.
- Пассажирский самолет Ил-18. Техническое описание, книга V, Электро-радиооборудование, Оборонгиз, 1961.
- Радиорелейные линии связи. Сборник статей под ред. проф. В. А. Смирнова, ИЛ, 1956.
- Радиотехника и радиоэлектроника за рубежом, Изд. «Советское радио», 1959, № 1, стр. 37; 1959, № 3, стр. 10.
- Техника измерений на сантиметровых волнах. Перев. с англ. под ред. Г. А. Ремеза, Изд. «Советское радио», 1949.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

Предисловие	3
Глава I. Общие сведения	
§ 1. Назначение передающей и приемной антенн	5
§ 2. Антенна как открытый колебательный контур	6
§ 3. Качественные характеристики передающих антенн	8
§ 4. Качественные характеристики приемных антенн	18
Глава II. Основы теории длинных линий	
§ 1. Общие сведения о линиях передачи	20
§ 2. Процесс распространения волн в линии	23
§ 3. Телеграфные уравнения	26
§ 4. Режимы работы длинной линии	29
§ 5. Коэффициент отражения	53
§ 6. Уравнения кривых, образующих круговые диаграммы полных сопротивлений линии передачи	58
§ 7. Свойства круговых диаграмм полных сопротивлений	59
§ 8. Факторы, влияющие на передачу линией высокочастотной энергии	64
§ 9. Согласование сопротивлений в линиях передачи	66
§ 10. Сравнение линий различных конструкций	76
Глава III. Электромагнитные волны	
§ 1. Электрическое поле	82
§ 2. Токи проводимости и смещения	83
§ 3. Магнитное поле	86
§ 4. Исходные положения теории электромагнитного поля	87
§ 5. Электромагнитные волны в идеальном диэлектрике	91
§ 6. Основные определения	94
§ 7. Вектор Умова—Пойнтинга	97
§ 8. Общность принципа распространения энергии по проводам и в свободном пространстве	99
§ 9. Физическая сущность процесса излучения радиоволн	101
Глава IV. Распространение радиоволн	
§ 1. Распространение электромагнитных волн в однородной среде	110
§ 2. Отражение, преломление, интерференция и дифракция электромагнитных волн	112
§ 3. Граничные условия	114
§ 4. Электрические свойства Земли и атмосферы	116
§ 5. Влияние ионосферы на распространение радиоволн	119
§ 6. Распространение длинных и средних волн	122
§ 7. Распространение коротких волн	124
§ 8. Распространение ультракоротких волн на малые расстояния	127
§ 9. Дальнее распространение ультракоротких волн	130

Глава V. Основы теории излучения и приема радиоволн

1. Элементарный вибратор	134
2. Симметричный и заземленный вибраторы	140
3. Многовибраторные антенны	168
4. Излучение провода с бегущей волной тока	182
5. Излучение антенн бегущей волны	186
6. Излучение поверхностных антенн	190
7. Прием радиоволн	197
8. Классификация антенн	203

Глава VI. Длинноволновые и средневолновые антенны

1. Общие сведения	209
2. Настройка в резонанс вертикального вибратора	212
3. Изменение напряжения и тока вдоль антенны с верхней частью	216
4. Конструкции проволочных длинноволновых и средневолновых антенн	216
5. Сложные длинноволновые и средневолновые антенны	220
6. Антифердинговые антенны	221
7. Питание средневолновых антенн	224
8. Приемные антенны длинных и средних волн	226

Глава VII. Коротковолновые антенны

1. Общие сведения	238
2. Несимметричный вибратор в качестве коротковолновой антенны	240
3. Симметричный вибратор в качестве коротковолновой антенны	241
4. Синфазная горизонтальная антенна	246
5. Антенна кратных волн	251
6. Антенна Минца	254
7. Ромбическая антенна	255
8. Приемные антенны коротковолнового диапазона	261
9. Антенны самолетных станций, предназначенных для радиосвязи и радионавигации	268

Глава VIII. Волноводы

1. Напряжения и токи в волноводе	271
2. Электрические и магнитные поля в волноводах	275
3. Классификация волн в волноводе	279
4. Распространение энергии в волноводе как результат отражения элементарных волн от его стенок	285
5. Фазовая и групповая скорости	288
6. Входное сопротивление волновода	290
7. Выбор типа волны и размеров поперечного сечения волновода	292
8. Согласование волновода с нагрузкой	296
9. Способы возбуждения волноводов	298
10. Другие линии передачи	302
11. Преимущества и недостатки волноводов	306
12. Объемные резонаторы	307

Глава IX. Антенны ультракоротких волн

1. Общие сведения	317
2. Вибраторные антенны ультракоротких волн	320
3. Антенна типа «волновой канал»	324
4. Диэлектрические антенны	330
5. Спиральные антенны	332
6. Антенны поверхностных волн	336
7. Щелевые антенны	338
8. Волноводные и рупорные излучатели	346
9. Рефлекторные (зеркальные) антенны	354

§ 10. Линзовые антенны	361
§ 11. Облучатели антенн сверхвысоких частот	376
§ 12. Сравнение антенн УКВ	381

Глава X. Питание и конструкция антенн ультракоротких волн

§ 1. Конструкции элементов согласования линии передачи	383
§ 2. Сочленения отрезков линии передачи	388
§ 3. Повороты, изгибы, скручивание и разветвление волноводов	397
§ 4. Антенные переключатели	401
§ 5. Применение ферритов в антенно-фидерных устройствах	417
§ 6. Передающие телевизионные антенны	424
§ 7. Антенны радиорелейных линий связи	426
§ 8. Антенны самолетных радиолокационных станций	430
§ 9. Антенные устройства самолета Ил-18	441
§ 10. Судовые радиолокационные антенны	444
§ 11. Антенны наземных радиолокационных станций	449

Глава XI. Техника антенных измерений

§ 1. Измерение напряжения и тока в фидерах и антеннах	452
§ 2. Измерение мощности в антенно-фидерных устройствах	455
§ 3. Измерение коэффициента стоячей волны при помощи рефлектометра и волноводного моста	459
§ 4. Измерение коэффициента стоячей волны при помощи измерительной линии	463
§ 5. Автоматическая измерительная линия	468
§ 6. Измерение напряженности поля	471
§ 7. Снятие диаграмм направленности антенны	472
§ 8. Снятие поляризационных и фазовых характеристик антенны	474
§ 9. Измерение коэффициента усиления антенны	476

Приложения

<i>Приложение I.</i> Вывод уравнения диаграммы направленности симметричного вибратора	479
<i>Приложение II.</i> Резонанс в вертикальном вибраторе с верхней частью	481
<i>Приложение III.</i> Формулы для расчета напряжений и токов в вертикальном вибраторе	484
<i>Приложение IV.</i> Входное сопротивление синфазной антенны	485
<i>Приложение V.</i> Соотношения между единицами измерения	487
Л и т е р а т у р а	488

Григорий Бенционович Белоцерковский

АНТЕННЫ

Издательский редактор *М. Ф. Богомолова* Техн. редактор *В. П. Рожин*

Г-84727 Подписано в печать 10/VII 1962 г. Учетно-изд. л. 29,6

Формат бумаги 60×92¹/₁₆=15,5 бум. л.—31,0 печ. л., в т. ч. 1 вкл.

Цена 1 р. 19 к. Тираж 21.000, 1 завод 10.000 экз. Заказ 247/1741

Типография Оборонгиза

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
50	4 сверху	$= \frac{k_{б.в} U m_2}{\sqrt{2}} =$	$= \frac{k_{б.в} U m_2}{\rho \sqrt{2}} =$
124	4 сверху	($\lambda = 10 \div 200 \text{ м}$)	($\lambda = 10 \div 100 \text{ м}$)
158	8 сверху	(сплошная линия)	(пунктирная линия)
158	8 сверху	$\frac{h}{\lambda} = 1,5$	$\frac{h}{\lambda} = 1,25$
158	9 сверху	(пунктирная линия)	(сплошная линия)
165	1 сверху	(2.6)	(2.26)
174	1 снизу	(фиг. 5.22)	(фиг. 5.23)
175	13 сверху	(фиг. 5.23)	(фиг. 5.22)
277	1 снизу	$\sin\left(\frac{z}{b} z\right)$	$\sin\left(\frac{\pi}{b} z\right)$
335	9 снизу	$k = \frac{c}{v}$	$k = \frac{c}{v_c}$
336	3 сверху		
337	5 снизу		
371	9 снизу	$\sin \theta$	$\cos \theta$
		$\sqrt{(f-n)^2 + y^2}$	$\sqrt{(f-x)^2 + y^2}$
473	2 снизу	$\frac{\pi}{r}$	$\frac{\pi}{4}$

